

Mecanismos de Injeção em Lasers

De Heteroestrutura dupla

Benjamin Grossman

**Tese de mestrado apresentada ao
Instituto de Física Gleb Wataghin
da Universidade Estadual de Cam -
pinas.**

**Orientador: Prof. Rogério Cezar de
Cerqueira Leite**

1973

BC 33284 M

I. FÍSICA - UNICAMP	
n.º classif. _____	
n.º autor <u>G 914m</u>	
_____ed.	v. _____ex. _____
n.º tombo. <u>TM/07</u>	

ok dim
15/07/02

CM0004273-17

Este trabalho foi realizado com o apoio financeiro da
F.A.P.E.S.P, C.N.Pq e Miniplan

AGRADECIMENTOS

Ao professor R.C.C. Leite pelas possibilidades oferecidas neste Instituto e pela orientação deste trabalho.

Ao professor J.E. Ripper pela colaboração segura e imaginosa.

Ao professor N. Patel pelos ensinamentos básicos e discussões.

Ao professor D.G. Pinatti e ao colega Carlos P. Pinelli - pela ajuda na montagem do sistema de hélio.

Ao professor P. Brosson e ao colega C. Vermaelen pela ajuda na tomada de alguns dados.

A Alice pelo serviço de datilografia.

A S. K. como prova de estima.

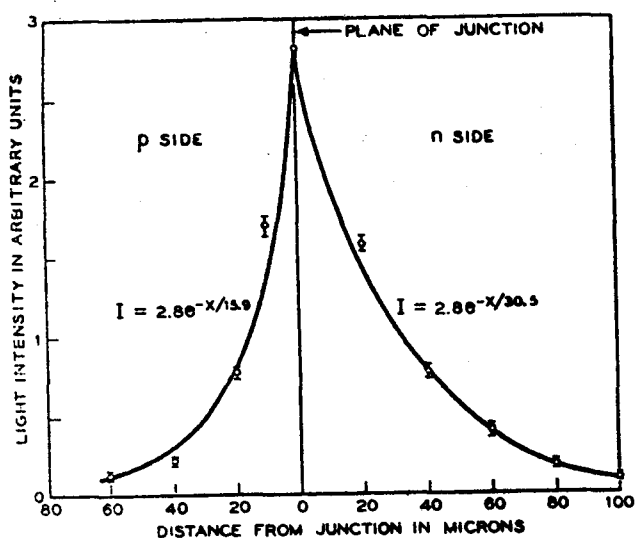
Introdução

O objetivo inicial do presente trabalho era o de estudar os mecanismos de injeção de portadores em junções p-n utilizando-se dispositivos de heteroestrutura dupla (Por exemplo, talvez fosse possível observar injeção por efeito Auger). Estudos sobre mecanismos de injeção em junções p-n já haviam sido feitos utilizando-se dispositivos de homoeestrutura de Ga As por R.C.C. Leite e colaboradores⁽¹⁾ e atualmente este assunto vem sendo estudado experimentalmente (em heteroestrutura simples) por Alferov e seu grupo e teoricamente por Keldish.

Então, tal estudo era original; na pior hipótese poderiam ser confirmados os processos já identificados, mas estes em princípio deveriam ser vistos com muito maior nitidez devido à própria natureza do dispositivo usado. A esta vantagem mencionada anteriormente deveria ser aliado o fato de que os resultados da nossa experiência não demandariam cálculos de correção devido a reabsorção que como foi mencionado em (1) nem sempre são fáceis de serem realizados porque o coeficiente de absorção não é conhecido para uma dopagem qualquer. Além disso diferentes propriedades óticas ao longo do material não precisariam ser conhecidas para se levar em conta reflexões internas porque nós iríamos observar a radiação emitida ao longo da junção. Então, o que interessava para nós devido ao tipo de observação que iria ser feito (ao longo da junção) era saber como o guia de onda formado pela heteroestrutura dupla influiria sobre a radiação comparativamente a esta mesma influência em homojunção. Isto é, para mostrar que as nossas medidas deveriam ser menos distorcidas devemos comparar as distorções espectrais na ref. 1 e no nosso caso devido ao efeito de a junção comportar-se como guia de onda.

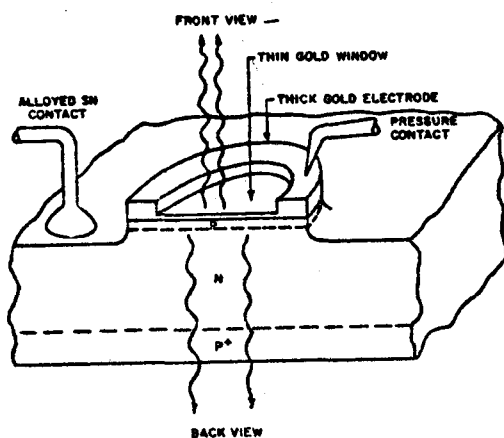
Segundo os próprios autores da referência citada, da ra

dição observada segundo as três direções, aquela observada na direção da junção é a menos confiável. Isto porque o confinamento da radiação não é igual para todo o espectro emitido⁽²⁾ sendo que a parte de altas energias é absorvida mais fortemente.



Distribuição de Energia
na direção perpendicular
a junção (REFERÊNCIA 2)

FIG.1



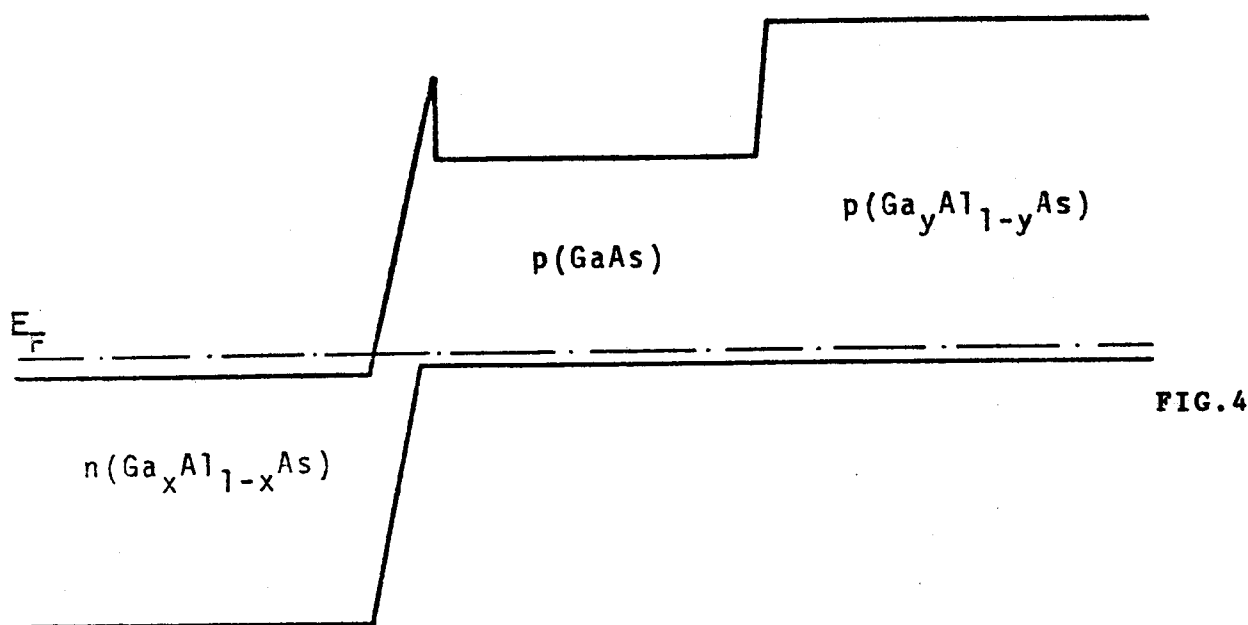
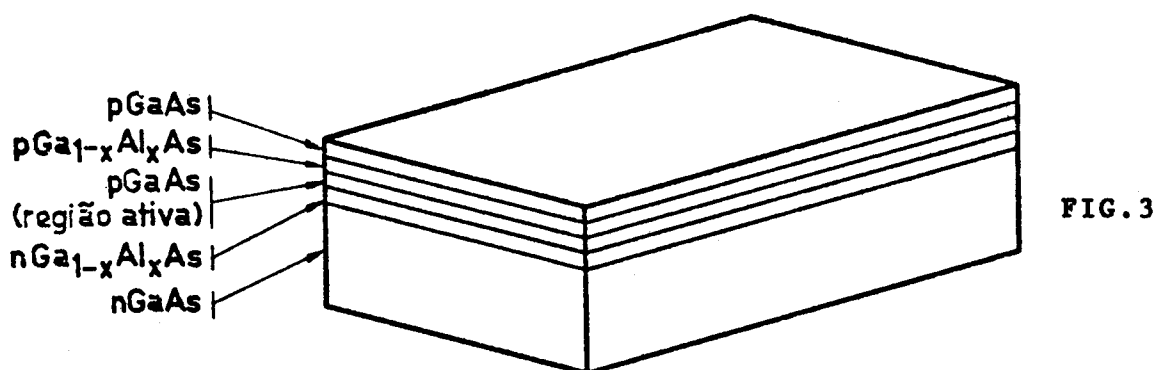
Estrutura do diodo usado
na referência 1

FIG.2

Portanto o espectro obtido na direção da junção em ho -
moestruras é pouco confiável no sentido que não é um retrato -
das recombinações que ocorrem porque a radiação emitida provém -
não só da junção (onde a parte de baixas energias é reforçada) co -
mo também de regiões vizinhas (das partes p e n) onde a influên -
cia por absorção se manifesta obviamente com magnitude diferente.
Por estas razões o espectro obtido deste modo é menos confiável -
que aqueles obtidos por observações sobre a parte p, perpendicu -

larmente ao plano da junção e as correções espectrais são muito-mais difíceis de serem feitas.

Agora, no caso de heteroestrutura dupla cujo esquema - de bandas mostramos abaixo nada disto acontece. Enquanto que no caso de homojunção a descontinuidade do índice de refração é da



ordem de 0,05%⁽²⁾ (FIG.5) em heteroestruturas esta diferença é da ordem de 5% dependendo da concentração de alumínio (FIG.6⁽³⁾)

Isto significa que o confinamento é muito mais efetivo que no caso anterior. Portanto a radiação proveniente das regiões não ativas não influencia o espectro obtido. Se levarmos em consideração que as regiões não ativas são praticamente transparentes a radiação gerada na parte ativa vemos que esta influência é realmente desprezível.

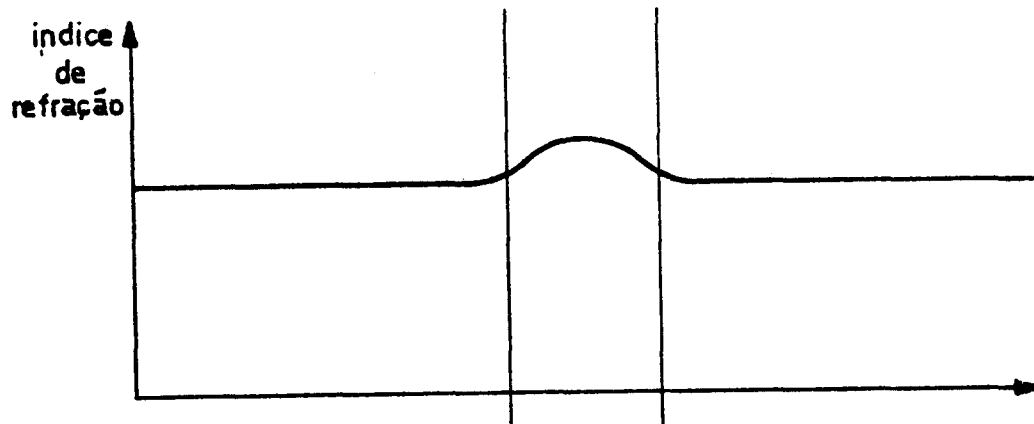


FIG. 5

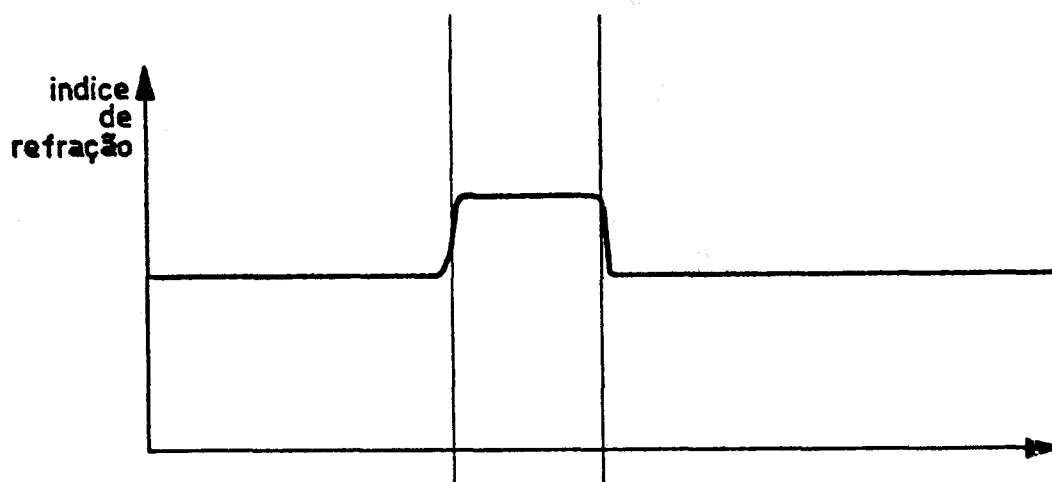
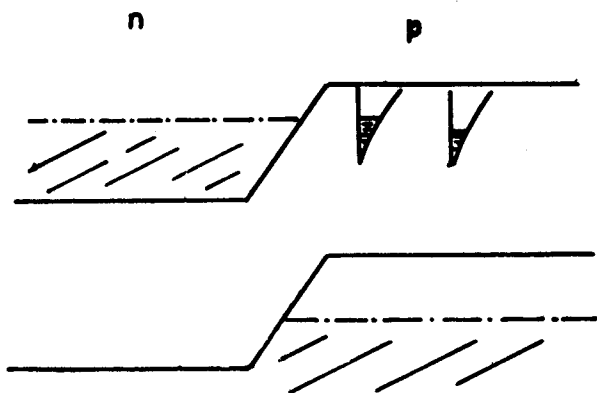


FIG. 6

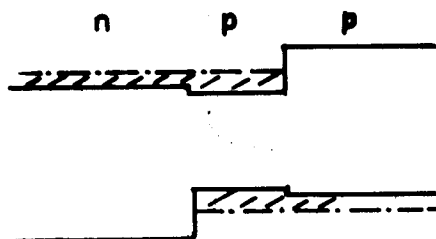
Além das vantagens já mencionadas de um dispositivo de heteroestrutura dupla sobre um de homoeestrutura para o estudo de mecanismos de injeção existe um outro fator muito importante que reforça a confiabilidade do último sobre o primeiro. Em homoeestrutura a injeção não é uniforme, (FIG. 7) existindo uma concentração muito maior de portadores na região próxima da junção de modo que o preenchimento de "caudas" de estado se dá desigualmente ao longo da direção perpendicular a junção. Sendo assim o espectro obtido será deslocado para a região de baixas energias com relação ao espectro obtido por injeção uniforme. Esta injeção uniforme é obtida em dispositivos de heteroestrutura dupla como mostra a FIG. 8,

por causa das barreiras originadas das diferenças de banda proibida que impede a difusão dos portadores. Na realidade o comprimento da região ativa é feito menor que o comprimento de difusão, o que garante ainda mais a uniformidade da injeção.



Observar que o preenchimento das "caudas" de estado se dá de modo desigual na direção perpendicular a junção.

FIG. 7



Devido ao fato que a largura da região ativa é pequena a injeção resulta uniforme.

FIG. 8

Então, fica inteiramente justificado o porque do uso de heteroestruturas para estudar mecanismos de injeção a que nos propusemos inicialmente.

No entanto, no decorrer da experiência a nossa atenção foi desviada para outro tema. O efeito da resistência negativa em lasers de heteroestrutura dupla^(4,5,6) (que veremos mais tarde com detalhe).

A resistência negativa é observada de modo geral a bai-

xas temperaturas (de 200 K para baixo).

Como é um efeito observado aleatoriamente mesmo em diodos construídos a partir de uma mesma pastilha vemos que este fato é proveniente de uma falta de controle fino sobre o crescimento de heteroestrutura.

Agora, os diodos que apresentam resistência negativa são indesejáveis na sua utilização como lasers porque a esta resistência está normalmente associada uma queda de tensão elevada; - (Entre 2,5 a 5,0 volts enquanto que o normal é de 1,5 volts). Este fato implica numa maior dissipação de potência na estrutura, limitando portanto o uso de tais dispositivos a temperatura ambiente. Além do mais, tal efeito torna o comportamento dos diodos instáveis.

Por estas razões o nosso trabalho consiste fundamentalmente de duas partes independentes. Uma versando sobre resistência negativa na qual foi dado maior ênfase e destacado a semelhança total com descargas em gases e na outra foi estudado os mecanismos de injeção dominantes, tarefa a que nos propusemos inicialmente.

Capítulo I

Heterojunção de GaAs - $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$

Neste capítulo veremos as vantagens e desvantagens de dispositivos de duas ou três ligas diferentes sobre dispositivos similares homoestruturais. Veremos também os requisitos que precisam ser satisfeitos por estes materiais para se fazer boas junções e citaremos alguns resultados obtidos com a junção GaAs - $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ que foi a junção com a qual trabalhamos. Não nos preocuparemos com as técnicas de crescimento destas estruturas.

Os resultados apresentados neste capítulo já são conhecidos e a maior parte deles se encontra descrito na bibliografia citada. A sua inclusão neste texto no entanto, se justifica porque o seu conhecimento é essencial para a compreensão do trabalho realizado.

Sabemos que o ganho ótico depende diretamente da inversão de população (não do número total, mas da concentração). Vamos ver agora como diminuindo o volume da região onde os portadores são injetados (utilizando-se heteroestruturas) podemos obter condições mais favoráveis para o "leisamento".

Uma comparação entre homojunção, heterojunção simples e heterojunção dupla está mostrada abaixo (7).

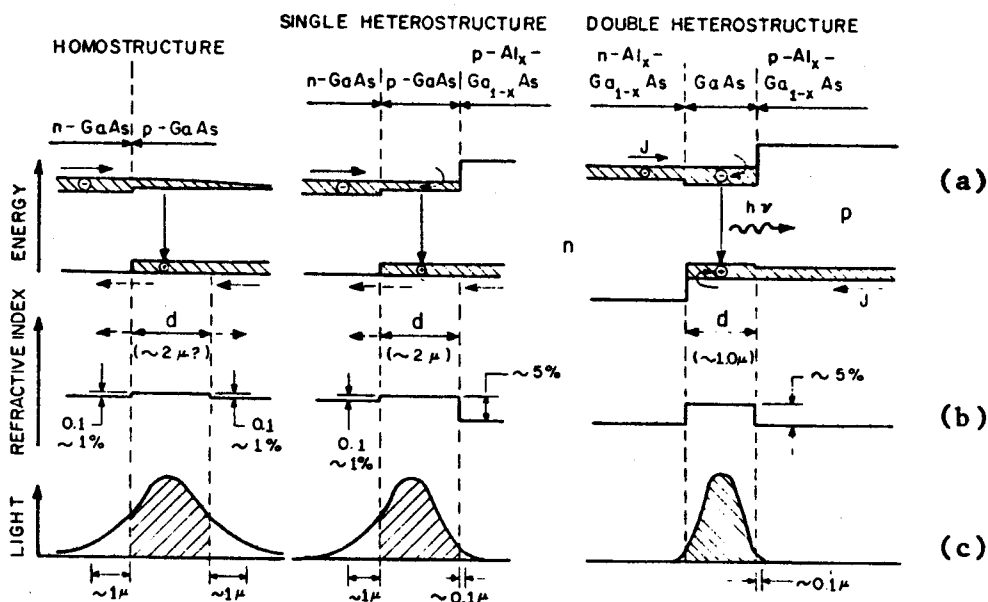


Fig. 9

Fig. 10

Fig. 11

Estrutura física, forma das bandas sob a aplicação de tensão, índice de refração e distribuição de energia - em homoeestrutura, heteroeestrutura simples e heteroeestrutura dupla.

Em homoestrutura o confinamento de portadores devido a diferenças de banda proibida só pode provir como consequência de diferentes dopagens; portanto é bastante precário. Grande parte da radiação se perde lateralmente, não sendo usada para realimentação. Como o comprimento de difusão é de alguns microns o nível de corrente para se obter uma inversão de população é alta e portanto envolve geração de calor intensa no corpo do diodo.

Em heteroestrutura simples existe um confinamento parcial devido as diferenças de banda proibida entre o $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ e GaAs.

A altura da barreira ⁽⁸⁾ é uma medida de qualidade do confinamento ótico e elétrico. Esta altura se encontra ^(9,10) reproduzida nas figuras ^(9,10) (12,13) abaixo em função da quantidade de alumínio na liga.

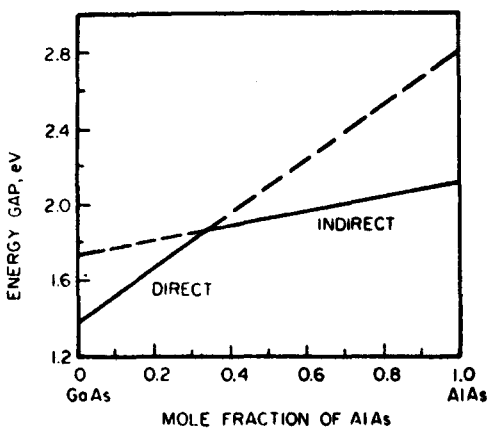


Fig 12

Banda proibida da liga $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ em função de x

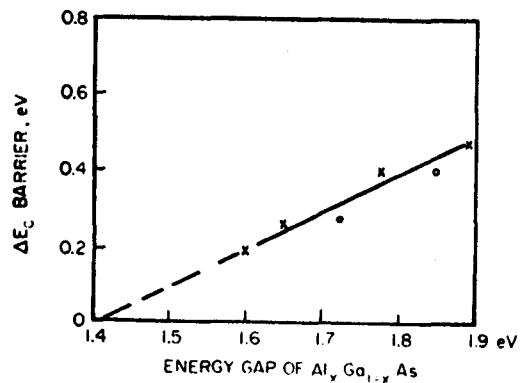


Fig 13

Altura da barreira vista pelos eletrons em função da banda proibida da liga

Então em heteroestrutura simples o confinamento é efetivo em apenas um lado da junção (FIG.11-b). Em heteroestrutura dupla há o confinamento dos elétrons e buracos. A largura da região ativa é feita da ordem de 3 a 6 microns, portanto inferior ao comprimento de difusão que é de 6 a 20 microns⁽¹¹⁾.

Como consequência disto a injeção é uniforme, o espectro obtido é mais confiável, como já dissemos, e o volume onde os portadores são injetados é menor que no caso de heteroestruturas simples. Logo, a corrente de limiar deve abaixar. As medidas feitas por Panish e Hayashi⁽¹²⁾ confirmam isto:

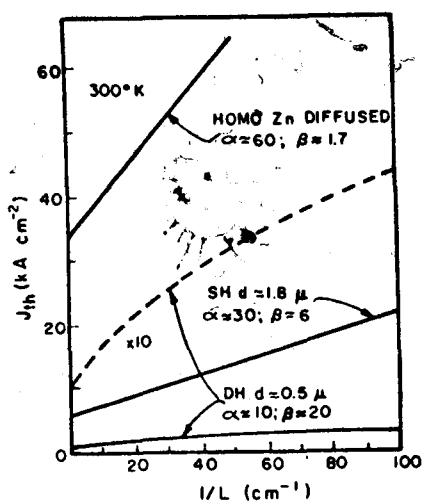


FIG. 14

densidade de corrente de limiar J_{th} versus $1/L$ para homoestrutura, heteroestrutura simples e heteroestrutura dupla.

As unidades de α (perdas) são em cm^{-1} e β (ganho) são $\text{cm}^{-1} \text{ K A}^{-1}$

Normalmente devido as diferenças de parâmetro de rede, - coeficientes de dilatação ou até mesmo diferentes derivadas dos-

coeficientes de dilatação, formam-se na junção centros de recombinação que reduzem a eficiência quântica e portanto são indesejáveis para a reconstrução de lasers. Vamos mostrar alguns dados do GaAs e $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ para mostrar como eles satisfazem bem as condições para um bom casamento pelo menos a primeira vista.

Material	Banda Proibida (eV)	Parâmetro da rede (\AA)	Estrutura da banda proibida	Coeficiente de dilatação a 300K ($\times 10^{-6} \text{C}^{-1}$)	Dopantes Típicos	Afinidade eletrônica (eV)
AlAs	2,15	5,661	Indireto	5,2	Zn	3,5
GaAs	1,43	5,654	Direto	5,8	Se, Te	4,07

TABELA 1 : Ver referência 8

Além das propriedades citadas que AlAs e GaAs têm em comum, o GaAs tem banda proibida grande, pequena massa efetiva, alta mobilidade, banda proibida direta etc.

O nosso trabalho mostra no entanto que dependendo da concentração de alumínio na liga, podem advir (como consequência do casamento não perfeito) "traps" ou armadilhas na interface cujo resultado é a resistência negativa observada. A origem desse descasamento é de difícil reconhecimento; pode ser devido a tensões surgidas na interface provenientes de diferentes coeficien-

tes de dilatação etc.

Para finalizar este capítulo veremos agora a estrutura completa do dispositivo usado e as funções de cada parte.

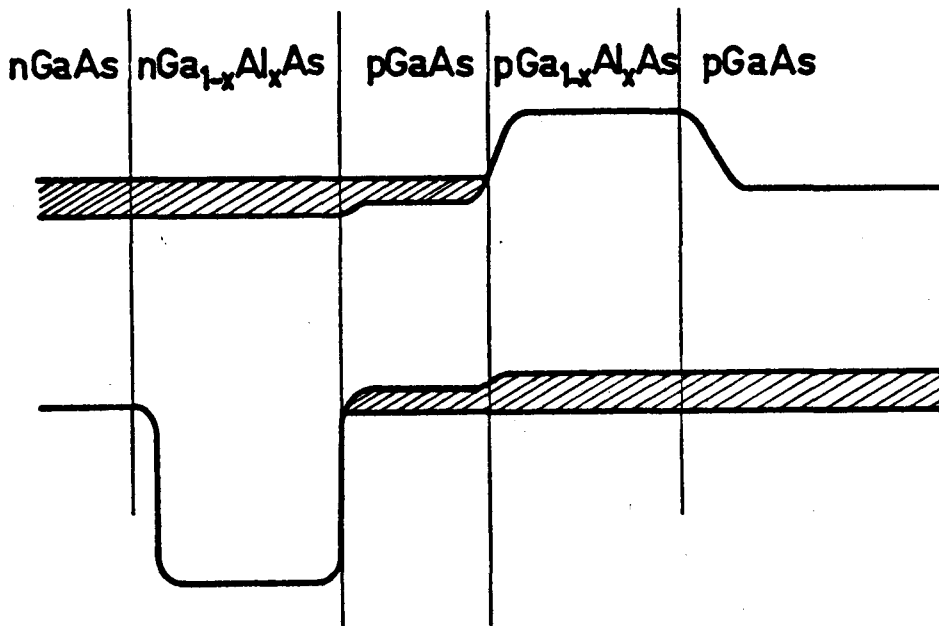


FIG.15

O substrato de GaAs é feito tipo n (primeira camada). Sobre ele é crescido o emissor de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ (emissor de eletrons, portanto tipo n). Logo, a primeira camada é necessária porque a liga se oxida com facilidade dificultando o contacto metálico. Além do mais como estas duas partes representam uma parcela considerável (ver figura acima) do corpo do diodo é conveniente que sejam tipo n pois este tipo apresenta condutividade maior que o tipo p.

Esta segunda camada além de servir como emissor atua

conjuntamente com a quarta camada (também é uma liga) no confinamento da radiação e dos portadores na região ativa. Isto é, a terceira camada de GaAs é a camada ativa onde os portadores são injetados. Finalmente a quinta camada feita p^+ GaAs tem como finalidade permitir um contacto ohmico. A figura abaixo esclarece este fato.

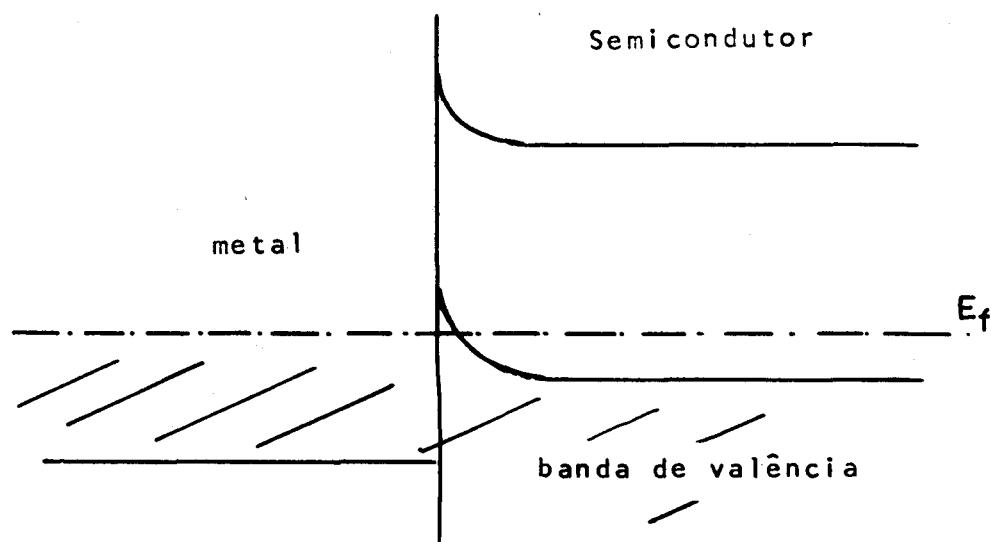


FIG.16

O contacto metálico em faixa atualmente usado conduz a uma injeção em uma pequena região evitando a formação de múltiplos filamentos luminosos. Esta estrutura toda é assentada em um pequeno bloco de diamante (metalizado) que como se sabe tem uma condutividade térmica cinco vezes superior a do cobre (a temperatura ambiente). Portanto a retirada de calor se faz por este la-

do, (anexa a 5^a camada) e por esta razão as camadas anexas a junção em direção ao diamante são finas. É conveniente observar que os tipos p de GaAs e p $\text{Ga}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ (quinta e quarta camadas) - são melhores condutores de calor que o lado oposto (tipos n), de modo que a impedância térmica é muito menor do lado p.

Abaixo temos uma tabela⁽¹³⁾ que mostra os materiais, dopagem, dopantes que são usuais na construção de lasers de hetero estrutura dupla.

	Material	Tipo	Dopante	Concentração (cm^{-3})	Espessura (μm)
Substrato	GaAs	n	Si	2×10^{18}	- 80
1 ^a Camada	$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$	n	Sn	$\sim 10^{17}$	- 10
2 ^a Camada ou Camada Ativa	GaAs	<div style="display: inline-block; vertical-align: middle;"> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;">n</div> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;">p</div> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;">Compensado n ou p</div> </div>	<div style="display: inline-block; vertical-align: middle;"> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;">Sn, Te</div> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;">Ge</div> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;"> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;">Si</div> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;">Sn+Ge</div> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;">Te+Zn</div> </div> </div>	<div style="display: inline-block; vertical-align: middle;"> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;">$0,5-5 \times 10^{18}$</div> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;">$1-8 \times 10^{18}$</div> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;">$N_D, N_A - 10^{18}-10^{19}$</div> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;">$N_D - N_A - 10^{18}$</div> </div>	0,5-1
3 ^a Camada	$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$	p	Ge	5×10^{17}	0,5-2
4 ^a Camada	GaAs	p	Ge	$\sim 5 \times 10^{18}$	0,5-2

TABELA II (Ver referência 13)

Capítulo II

O efeito de resistência negativa em lasers de hetero estrutura dupla foi observado anteriormente por J.E.Ripper⁽⁴⁾ e por Zho.I.Alferov⁽⁵⁾. A curva característica de um diodo com este

efeito se apresenta geralmente com a forma abaixo.

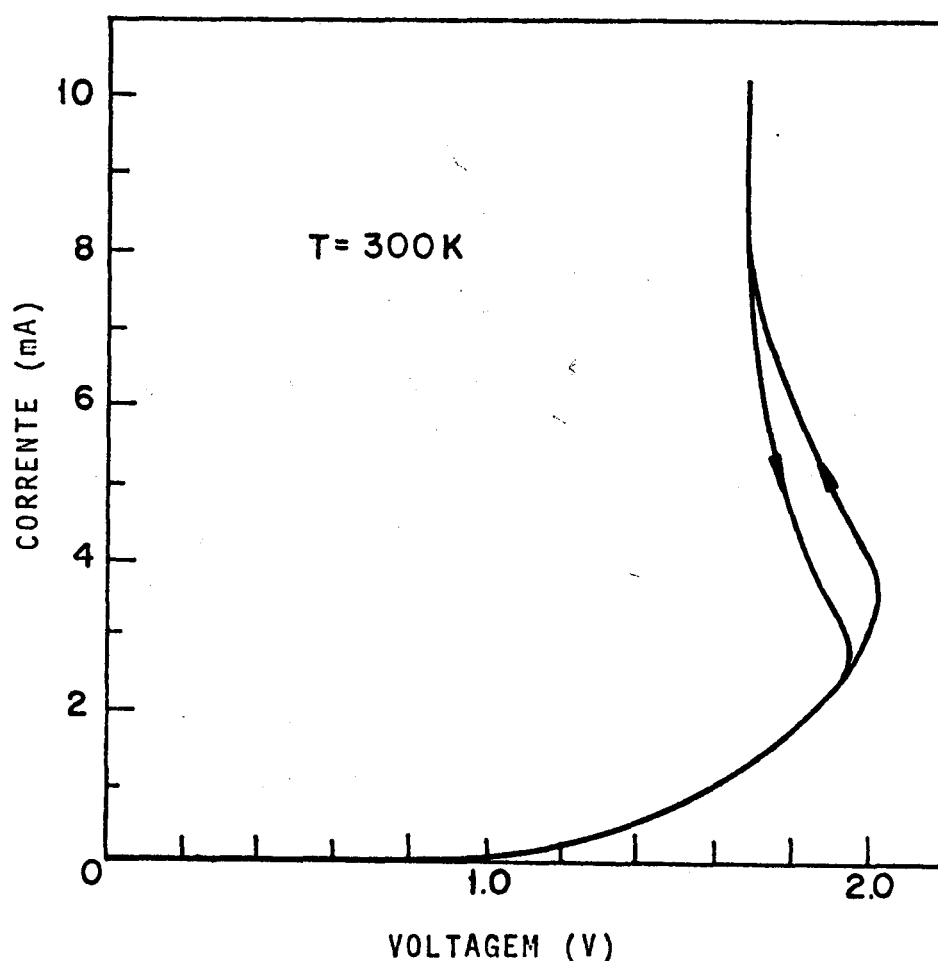


FIG.17

Na realidade uma boa porcentagem de diodos construídos a partir do mesmo substrato apresentam este defeito, que é observado com maior frequência a baixas temperaturas (abaixo de 200 K). A queda de tensão anormalmente alta limita por efeito Joule a operação de tais dispositivos a temperatura ambiente. Por esta razão o estudo deste problema é importante.

Neste capítulo veremos que este efeito (observar a tensão anormal de aproximadamente 2 Volts e a resistência negativa - propriamente dita) pode ser interpretado em termos de centros de captura de eletrons saturáveis localizados perto da junção. Nos resultados que conseguimos foram utilizadas técnicas de pulso sim -

ples e pulso duplo para estimar os tempos de enchimento e esvaziamento destes centros. Foram feitos ainda medidas de espectroscopia em tempo que confirmaram um modelo proposto e também um cálculo aproximado da densidade de centros.

Embora estes efeitos sejam vistos com predominância a baixas temperaturas as medidas que se seguem foram feitas em um diodo que exibia este fenômeno mesmo a 300 K, e portanto as medidas foram tomadas nesta temperatura por questões de conveniência e facilidade.

Os centros estão concentrados perto da junção entre o emissor n $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ e a região ativa (GaAs) onde provocam uma região de alta resistividade com o nível de Fermi grampeado a grandes distâncias das bandas. Deste modo há um entortamento das bandas na região onde estão os "traps" provocando uma barreira adicional para a injeção de eletrons.

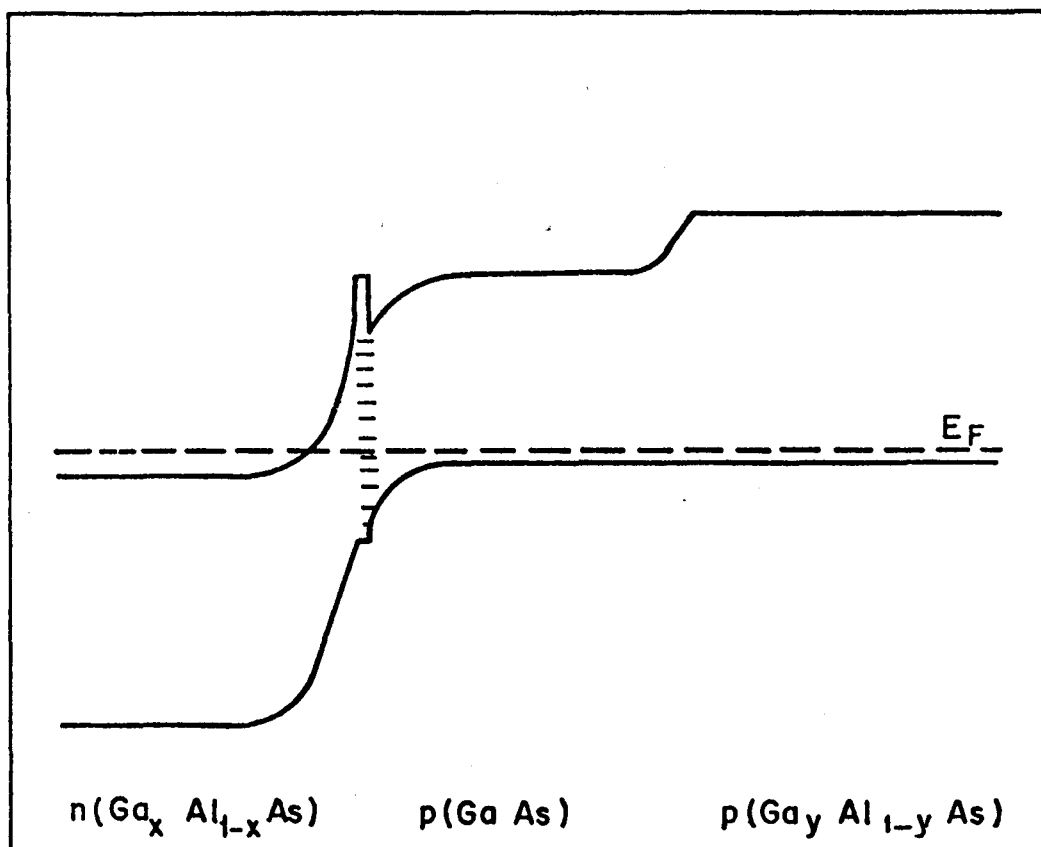


FIG.18

Esta barreira extra é responsável pela queda de tensão anormal verificada nestes diodos. Assim durante um pulso de tensão parte dos portadores são usados para preencher os centros e parte é usada na recombinação radiativa. Observar que as propriedades da região onde se concentram os "traps" são equivalentes as de uma região semi-isolante (banda proibida grande) ou ainda de uma região de carga compensada.

Vamos supor inicialmente que temos um número total de traps = N_T .

Então, se admitirmos que as duas hipóteses (a) e (b) a baixo sejam válidas:

a) Que a probabilidade de captura de um eletrôn por um centro seja proporcional ao número de centros vazios

b) Que a probabilidade de captura seja a mesma para to dos os centros.

Então a equação que rege a população $n(t)$ de "traps" - cheios é dado por

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\alpha I}{e} \left[N_T - n(t) \right] - \frac{n(t)}{\tau} \quad \text{Eq.1}$$

sendo

e = carga do eletrôn

I = corrente

α = constante de proporcionalidade

τ = constante de tempo de esvaziamento de "traps"

Inicialmente os "traps" estão vazios a barreira é alta e a tensão está totalmente aplicada na barreira. Então, a condição inicial do nosso problema é $n(0) = 0$.

Reescrevendo a equação (1) e resolvendo-a

$$\frac{dn}{dt} + \left(\frac{\alpha I}{e} + \frac{1}{\tau} \right) n = \frac{\alpha}{e} N_o I \quad \text{Eq.1-a}$$

$$n(t) = \frac{N_o \tau'}{T} (1 - e^{-t/\tau'}) \quad \text{Eq.2}$$

com

$$\frac{\alpha I}{e} = \frac{1}{T} \quad \text{Eq.3}$$

$$\frac{1}{\tau'} = \frac{1}{T} + \frac{1}{\tau} \quad \text{Eq.4}$$

Agora, a medida que os centros vão sendo preenchidos a altura da barreira cai e a tensão vai sendo transferida da barreira para a junção propriamente dita. Quando um certo número crítico n_{th} de centros são preenchidos a barreira cai o suficiente para que haja uma injeção em massa de eletrons do emissor \underline{n} para a região ativa. Então existe um acréscimo brusco da corrente e a tensão cai pois a barreira inixiste agora. Este fenômeno causa a resistência negativa.

Vamos supor que seja $\underline{\omega}$ o tempo necessário para preencher o número crítico n_{th} de centros após o que ocorre a injeção maciça de portadores.

A equação (2) pode ser escrita

$$\frac{n(t)}{n_{th}} = \frac{I}{I_{th}} (1 - e^{-t/\tau'}) \quad \text{Eq.5}$$

$$\text{com } n_{th} = \frac{N_o \tau' \alpha I_{th}}{e} \quad \text{Eq.6}$$

Quando $t = \omega$ $n = n_{th}$ e a relação entre I e ω fica

$$\omega = \tau' \ln \left(\frac{I}{I - I_{th}} \right)$$

Eq.7

(Ver referências 14, 15
16)

A figura abaixo mostra os nossos resultados experimentais, confirmando o modelo proposto.

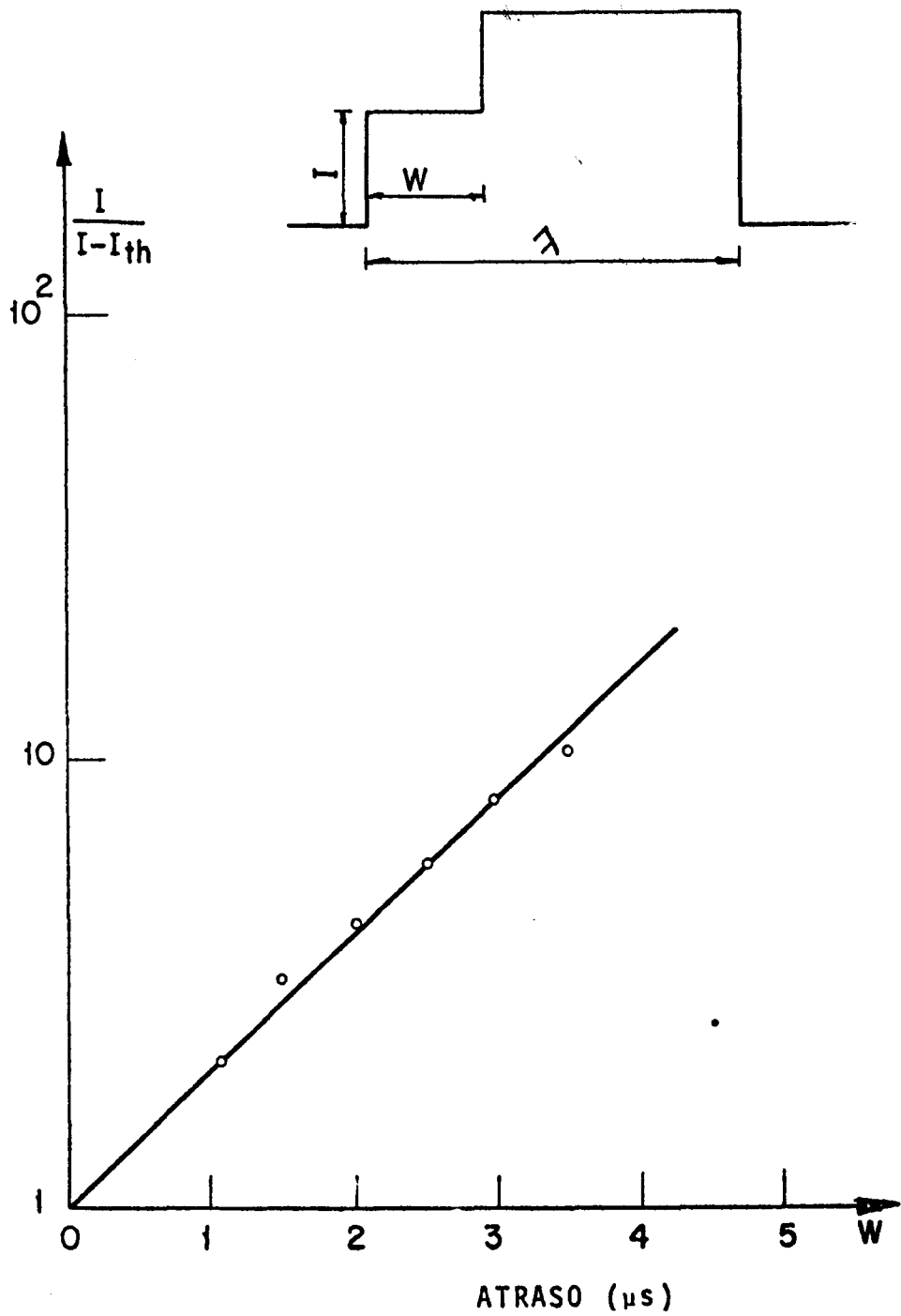
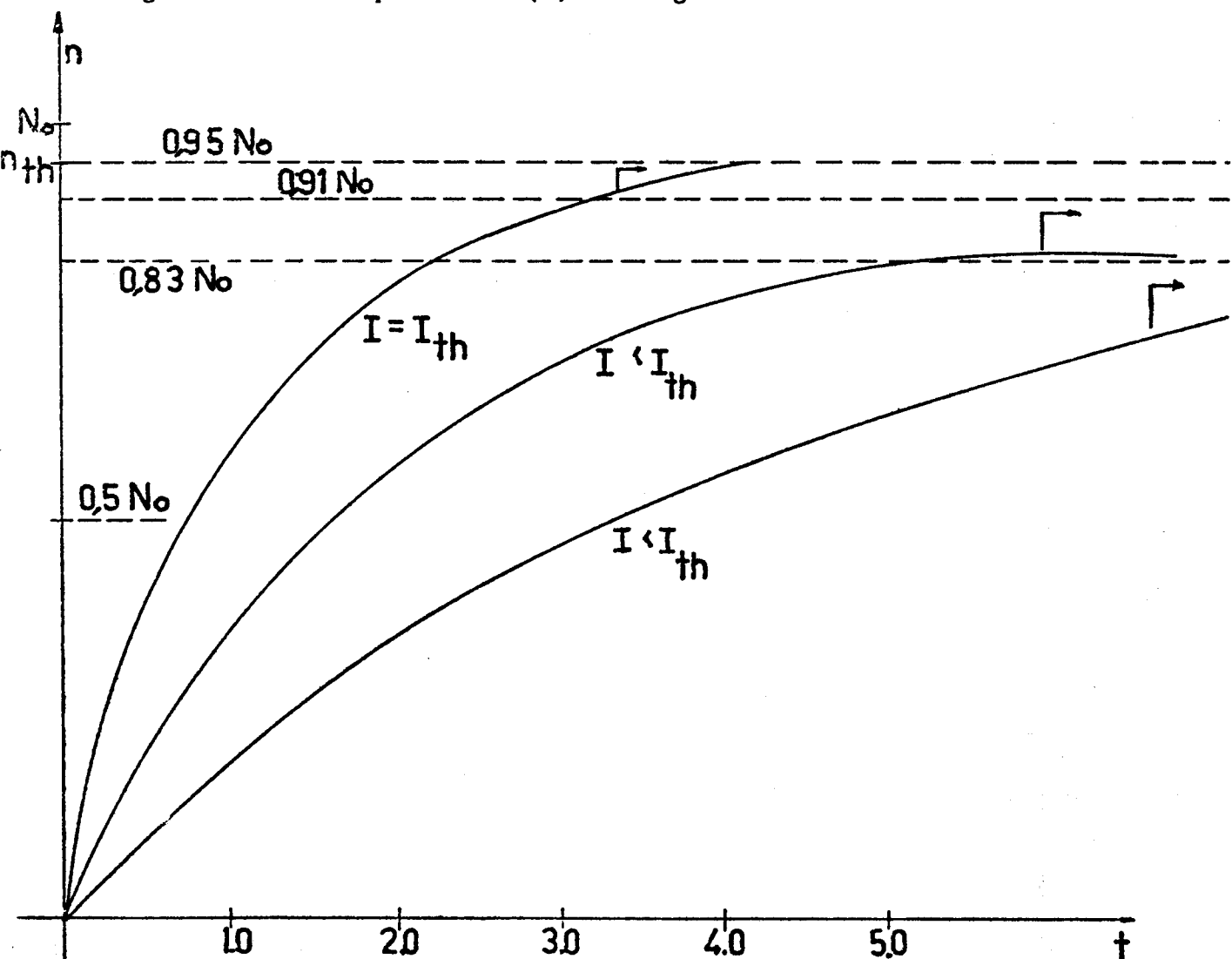


FIG.19

Convém notar que na presença e na ausência de corrente resultam constantes de tempo diferentes. A figura 19 dá a constante de tempo total e corresponde a um processo de enchimento e esvaziamento simultâneos dos centros. Esta constante de tempo τ' será chamada constante de tempo de enchimento dos centros - pois o estado final corresponde a centros cheios.

Convém notar que as equações (5) e (6) demonstram a existência de dois fatores críticos: Primeiro uma carga total - n_{th} que precisa ser acumulada pelos centros; segundo, que este acúmulo crítico de carga não pode ser atingido mesmo para tempos de duração do pulso muito grande se a corrente for inferior a I_{th} . Para correntes acima de I_{th} a população crítica n_{th} é atingida em um tempo $\omega = \omega(I)$. A figura 20 ilustra estes fatos



t = tempo, em unidades de τ'

FIG.20

Normalmente a histerese na curva $I \times V$ é provocada pela variação da resistência do dispositivo devido a geração de calor por efeito Joule. Mas devido ao baixo nível de injeção a histerese observada na figura 17 não pode ser explicada por este efeito. O modelo de centros de recombinação proposto cuja população de eletrons aprisionados varia no tempo (devido a captura com constante de tempo T e esvaziamento com constante de tempo τ) e portanto afeta a condutividade do dispositivo, explicam o efeito de histerese observado.

A equação 1-a na ausência de corrente se torna:

$$\frac{dn}{dt} + \frac{1}{\tau} n = 0 \quad \text{Eq.8}$$

A experiência de pulso duplo permite determinar experimentalmente o valor de τ . Esta experiência consiste basicamente no seguinte: No primeiro pulso ajustamos a corrente de tal modo que n_{th} seja alcançado justamente no fim do pulso, isto é,

$$n(t) = n_{th} \quad \text{para } t = \lambda \quad \text{Eq.9}$$

e com λ = largura do pulso.

Um segundo pulso é aplicado após um intervalo de tempo Δ e verificamos a influência da população residual de eletrons sobre o atraso ω no segundo pulso para se atingir a população crítica. Obviamente este atraso será menor que no caso de pulso simples (para a mesma corrente) porque os centros estão parcialmente cheios. Então um estudo do atraso ω no segundo pulso versus a separação Δ dos pulsos deve fornecer informação sobre a constante de tempo τ de decaimento que ocorre no intervalo entre os pulsos.

A solução da equação 1-a com a condição de contorno $n(0) = 0$ é:

$$n(t) = \frac{N_o \tau'}{T} (1 - e^{-\frac{t}{\tau'}}) \quad \text{Eq.10}$$

Para $t = \lambda$ (largura do pulso) vamos por

$$n(t) = n_{th} \quad \text{ou} \quad n(\lambda) = n_{th}$$

desde que

$$I = I_{th}$$

Portanto

$$n_{th} = \frac{N_o \tau'_{th}}{T_{th}} (1 - e^{-\lambda/\tau'_{th}}) \quad \text{Eq.11}$$

Com

$$\tau'_{th} = \tau' (I_{th})$$

$$T_{th} = T (I_{th})$$

Agora, no intervalo entre o primeiro e o segundo pulso

$$I = 0$$

e a equação 1-a fica

$$\frac{dn}{dt} + \frac{n}{\tau} = 0 \quad \text{Eq.12}$$

cuja solução é :

$$n(t) = n_o e^{-t/\tau}$$

Como para

$$t = 0$$

Nós pusemos $n_o = n_{th}$, resulta

$$n = n_{th} e^{-t/\tau}$$

No começo do segundo pulso a população residual é portanto

$$n(\Delta) = n_{th} e^{-\Delta/\tau} = \gamma \quad \text{Eq.13}$$

Quando começa o segundo pulso temos:

$$\frac{dn}{dt} + \frac{1}{\tau'} n = \frac{N_o}{T}$$

cuja solução, já imposta a condição de contorno,

$$n(0) = n_{th} e^{-\Delta/\tau}$$

é:

$$n(t) = \frac{N_o \tau'}{T} + \left(\gamma - \frac{N_o \tau'}{T} \right) e^{-t/\tau'} \quad \text{Eq.14}$$

Agora, neste segundo pulso, a população crítica é atingida em um tempo $\omega < \lambda$, isto é:

$$n(\omega) = n_{th} = \frac{N_o \tau'}{T} + \left(\gamma - \frac{N_o \tau'}{T} \right) e^{-\omega/\tau'} \quad \text{Eq.15}$$

Comparando a Eq.15 com a equação 11, resulta:

$$e^{-\lambda/\tau'} = \left| 1 - \left(1 - e^{-\lambda/\tau'} \right) e^{-\Delta/\tau} \right| e^{-\omega/\tau'} \quad \text{Eq.16}$$

Experimentalmente temos a condição

$$\lambda = 4 \mu s \quad e$$

$$\tau' = 1 \mu s$$

de modo que

$$e^{-\lambda/\tau'} \approx 0$$

e também

$$\Delta \ll \tau \quad (\Delta \text{ é no máximo } 0,5\tau)$$

e a equação 16 fica

$$e^{-\lambda/\tau'} = \frac{\Delta}{\tau} e^{-\omega/\tau'}$$

ou

$$\omega = (\lambda - \tau' \ln \tau) + \tau' \ln \tau \quad \text{Eq.17}$$

Os nossos resultados experimentais se encontram nas fi

gura 2, e fornecem para τ' um valor da mesma ordem do que aque
le obtido por técnicas de pulso simples e fornece para τ o va -
lor de $36 \mu s$

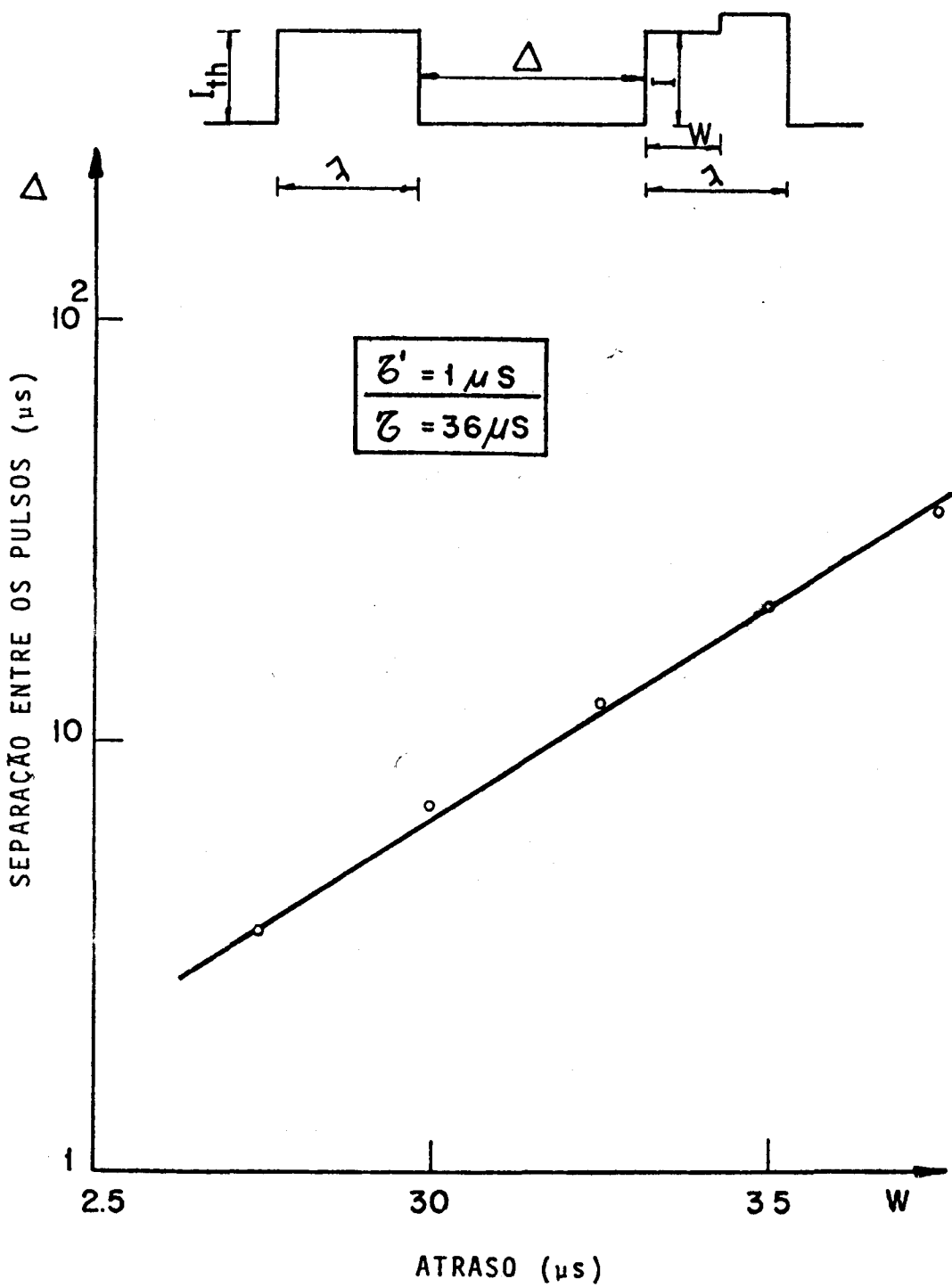


FIG.21

As medidas espectroscópicas que se seguem confirmam o modelo proposto.

Na figura 22 abaixo as curvas 1,2 e 3 representam respectivamente a radiação emitida (a uma determinada frequência), a tensão aplicada e a corrente no dispositivo. Notar que o início do pulso (de 0 a 3 μ s) a intensidade da radiação é pequena e a tensão é elevada. Após atingido o limiar a injeção cresce - (praticamente dobra) e a intensidade de radiação aumenta cerca de 50 vezes.

Como a corrente apenas dobrou de valor e nesta região de corrente ⁽¹⁾predomina a injeção por tunelamento horizontal, - que apresenta a relação ⁽¹⁷⁾

$$J(h\nu_p) = \alpha I^{1,0}$$

com:

$J(h\nu_p)$ = intensidade do pico da emissão espontânea

i = corrente

α = coeficiente de proporcionalidade.

Então concluímos que durante a primeira parte do pulso somente uma fração muito pequena da corrente é usada para geração da radiação. Isto é, pela figura 22, dos 3,5 mA de corrente antes do "breakdown" somente (7,5/50) mA ou 0,15 mA são usados para recombinação radiativa.

O restante (3,35 mA ou 95%) é utilizado em mecanismos não radioativos.

Se assumirmos que a presença de outros mecanismos de recombinação não radiativo é desprezível e considerarmos apenas a captura pelos centros podemos calcular o número máximo destas armadilhas. Pela equação 11

$$n_{th} = N_o \frac{\tau'}{T} (1 - e^{-\lambda/\tau'}) = 0,93 N_o$$

E carga total armazenada pelos centros vale aproximadamente

$$q = 3,35 \text{ mA} \quad 3\mu\text{s} \approx 10 \cdot 10^{-9} \text{ C.}$$

Portanto o número máximo de centros que influenciam o processo vale aproximadamente

$$N_0 \approx 6 \times 10^{10}$$

Considerando-se que a área onde os portadores são injetados pode variar de acordo com o nível de injeção devido a um processo de espalhamento de corrente, a densidade superficial de centros estará entre os limites

$$6 \cdot 10^{13}/\text{cm}^2 < \text{do} < 1,2 \cdot 10^{15}/\text{cm}^2$$

se considerarmos como limites da área os valores 10^{-3} cm^2 e $4.8 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$. Como o diodo usado tem contacto por faixa (largura da faixa = $0,5 \times 10^{-3}$ polegadas) obtido por bombardeamento de prótons usaremos como área do dispositivo o valor

$$A = 4.8 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$$

o que dá uma densidade de centros de $1,2 \times 10^5 / \text{cm}^2$.

Convém mencionar outra vez que os valores calculados anteriormente ignoram a presença de outros mecanismos não radiativos. Na presença de outros mecanismos o valor de N_0 é inferior a aquele calculado anteriormente.

Bardeen demonstrou que para junções metal-semicondutor as propriedades ditadas pelos defeitos dominam as propriedades da junção propriamente dita se estes defeitos forem de cerca de $10^{13}/\text{cm}^2$ ou superior. Estendendo esta idéia ao nosso caso e calculando para a junção AlAs - GaAs o número de ligações defeituosas devido ao descasamento da rede⁽¹⁸⁾ vemos que este número é da ordem de $2 \cdot 10^{12}/\text{cm}^2$. Então para a junção AlAs - GaAs teríamos em princípio um comportamento sem interferência dos defeitos de superfície. No entanto, a nossa experiência mostrou que

o diodo usado tem uma densidade superficial de defeitos cerca de cem vezes superior ao valor limite de Bardeen, sendo pois as propriedades da junção apagadas pela influência dos centros. (Uma vez preenchidos os centros subexistem apenas as propriedades da junção). Deste modo a nossa teoria se ajusta com a previsão de Bardeen.

A figura 23, obtida experimentalmente, confirma o modelo de centros saturáveis durante um pulso de corrente. As curvas (1), (2) e (3) da figura 23 são os espectros de emissão espontânea em três tempos diferentes dentro do pulso de corrente. Na curva (1) o "gate" do integrador box-car está depois do "break - down". Nas curvas (2) e (3) as posições do gate são aquelas assinaladas na figura ao lado da figura 23.

A confirmação do nosso modelo está no fato de que o pico do espectro de emissão espontânea se desloca para a região de altas energias para tempos crescentes, o que significa em última análise que a injeção através da junção está aumentando.

É interessante perceber a semelhança da curva característica deste diodo com a curva característica de um gás. Na realidade esta semelhança vai além deste fato. Por exemplo, quando se faz duas descargas sucessivas em um gás devido ao estado de ionização parcial em que este se encontra a partir da primeira descarga, a segunda exigirá menos tensão.

Este fenômeno é completamente análogo ao fenômeno observado com técnicas de pulso duplo no nosso diodo.

O nosso próximo passo foi verificar se esta semelhança vai além deste fato.

(As medidas que se seguem foram feitas com um outro diodo a temperatura de 77°K.)

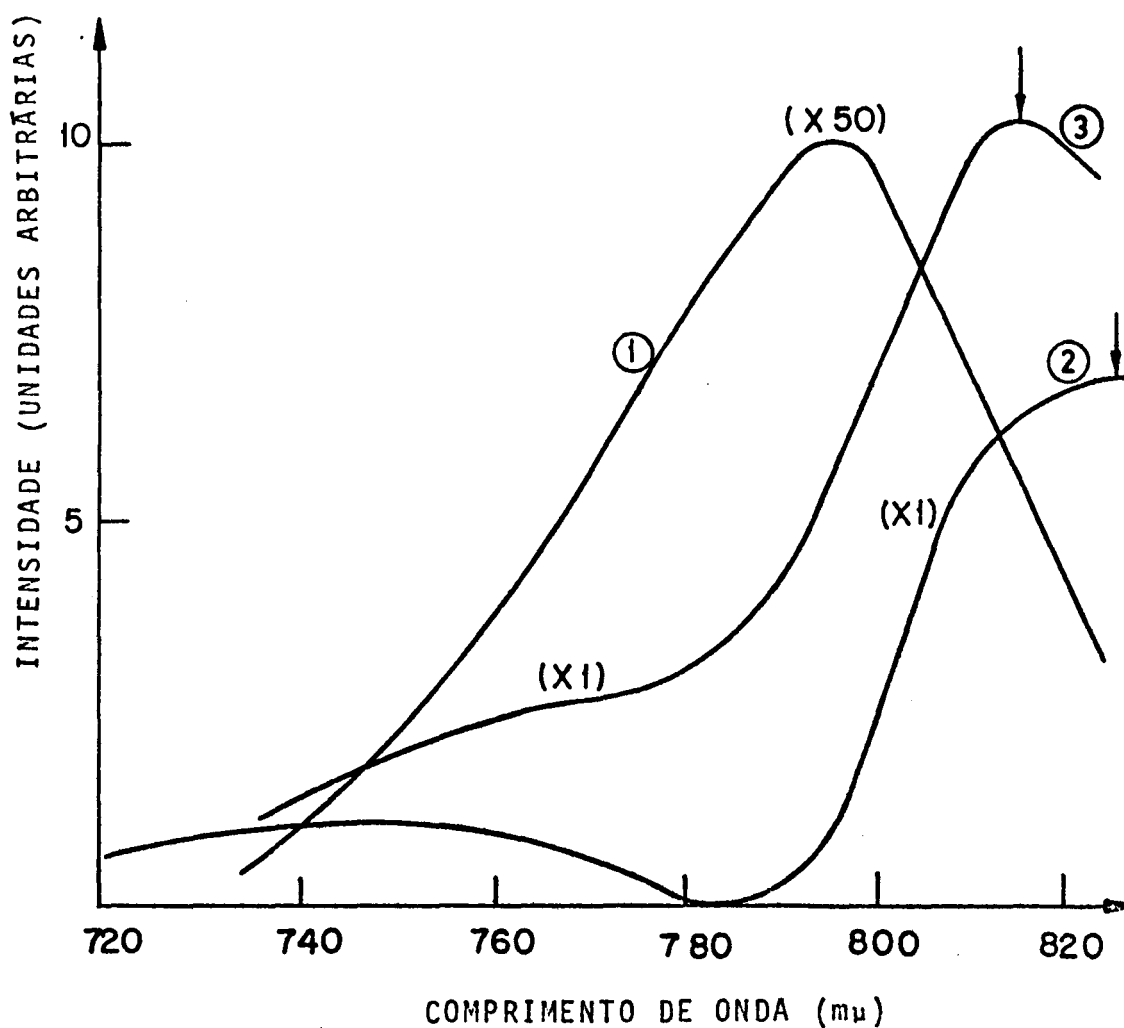
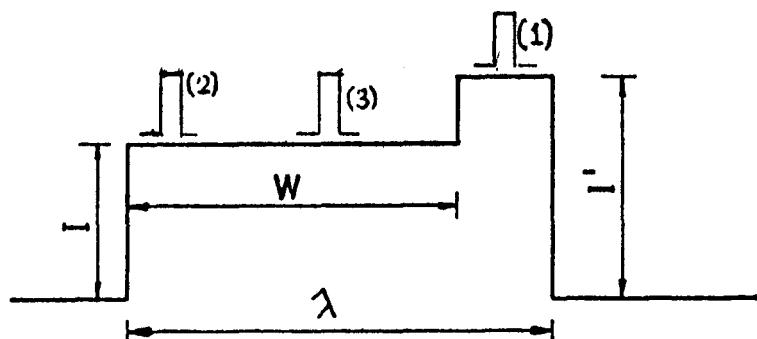


FIG.23

Por exemplo, vamos supor que tenhamos um gás polarizado com uma tensão inferior a tensão de breakdown V_B . Nestas condições a corrente e a emissão de luz praticamente não existem. Para levarmos o gás ao outro estado não é necessário uma tensão DC de valor V_B . Basta um pequeno pulso de amplitude e duração adequadas superposto ao valor D.C que tínhamos que o gás vai pa-

ra o outro estado (corrente e emissão de luz elevadas) e lá ficam mesmo após cessado o pequeno pulso. As figuras 24 a, b, c abaixo ilustram o mesmo fenômeno que ocorre com o nosso diodo. Como a eliminação da barreira é um problema de acúmulo de carga interessa não só a amplitude mas também a largura do pulso auxiliar.

Na figura 24-a está o pulso de tensão (largura de 10 μ s) e a direita o pequeno pulso (duração de 1 μ s). Neste estado a corrente e a emissão de luz são nulas praticamente. Na figura 24-b os dois pulsos estão superpostos. O diodo é levado ao segundo estado no qual a tensão é inferior a do primeiro estado e lá permanece.

O valor da corrente e a intensidade da emissão de luz não dependem da amplitude do pequeno pulso nem de sua duração.- Estes valores (corrente e intensidade) são fixados pelas características do circuito, a saber, resistências em série com o diodo e características do gerador. A figura 24-c mostra como de um valor nulo (praticamente) a corrente aumenta permanecendo no novo estado mesmo após cessar o pulso auxiliar.

Se a tensão de polarização inicial for insuficiente o pequeno pulso não causa o mesmo efeito. As figuras 25-a, 25-b e 25-c esclarecem; (respectivamente tensão de polarização e pulso de tensão auxiliar, polarização + pulso auxiliar e corrente). O diodo é levado ao segundo estado mas este só subsiste enquanto existir o pequeno pulso. Neste caso o pulso auxiliar não fornece carga suficiente para preencher o número crítico n_{th} de centros. Este número vale, usando a equação 11,:

$$n_{th} = N_o \tau' (1 - e^{-\lambda/\tau'}) = 0,95 N_o.$$

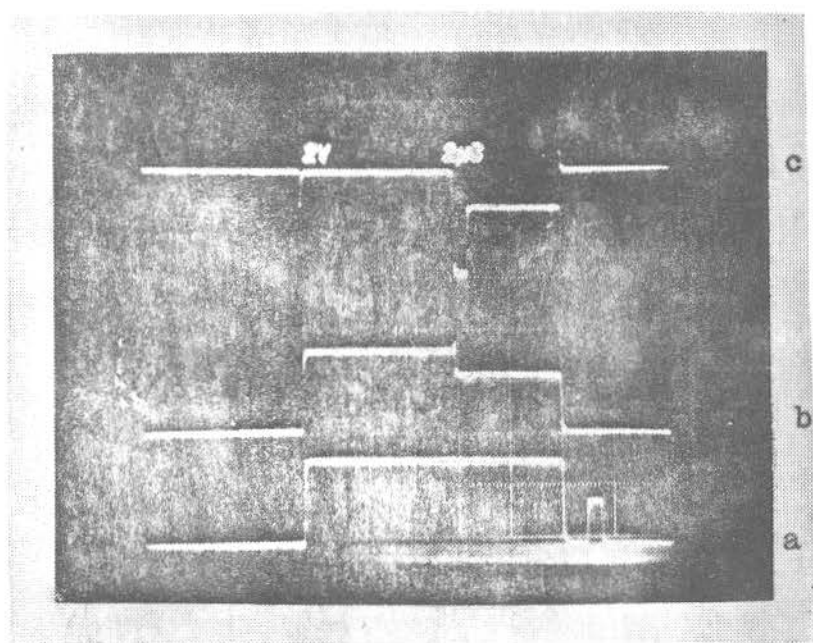


FIG 24

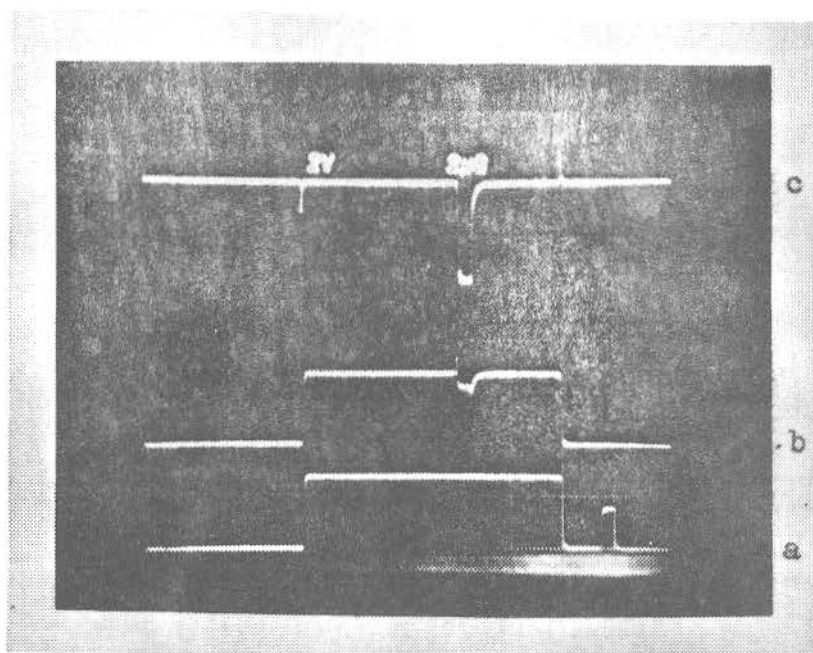


FIG 25

Capítulo III

Mecanismos de Injeção e Recombinação de Portadores

Como já foi dito inicialmente, o objetivo do trabalho era o de estudar e identificar os mecanismos de injeção * em la - sers de heteroestrutura dupla.

Apesar de nós termos estudado um total de cinco diodos - de diferentes constituições (por exemplo a porcentagem de alumínio na liga diferia de diodo para diodo, bem como o tipo de impureza na camada ativa, etc.) e a diferentes temperaturas (300 K, - 77 K e 4,2 K) os espectros obtidos não permitem uma conclusão geral por causa de uma não sistemática nos resultados. Isto é, para termos uma conclusão geral seria necessário examinar um número - muito maior de diodos com absoluto controle sobre todas as variáveis envolvidas.

O nosso trabalho serviu entretanto para mostrar a dificuldade que se tem em identificar os mecanismos físicos usando-se estruturas complexas, pois ocorrem nestas estruturas variações aleatórias que tornam difícil a análise dos resultados . Conclusões gerais só podem ser alcançadas através do exame de muitos diodos - de tal modo a superar os efeitos aleatórios e retirando para a análise a parte sistemática encontrada.

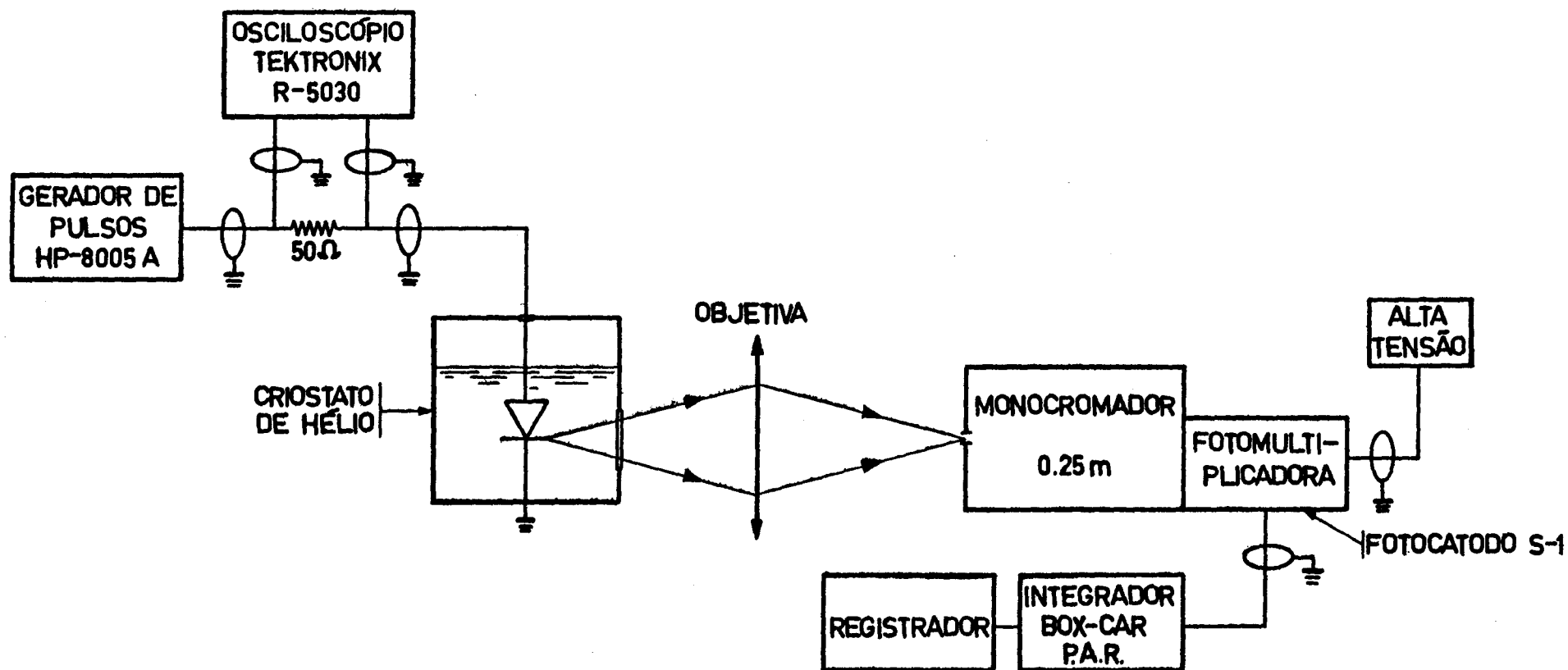
Dos cinco diodos estudados nós vamos apresentar os resultados de dois deles e que consiste basicamente de curvas características e espectros a temperaturas de 77° e 4,2 K.

Para a obtenção dos dados que se seguem foi utilizado o seguinte esquema. (Ver página seguinte)

As curvas $I \times V$ e os espectros foram obtidos usando-se - um gerador de onda quadrada para diminuir o efeito do aquecimento

* Ver referências 1, 17, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29.

FIG. - 27



que obviamente é mais forte em corrente contínua. Entretanto, devido ao baixo nível de injeção que trabalhamos as perdas ohmicas e o aquecimento já podiam de antemão ser desprezados. De fato, - foi confirmado mais tarde que excitando-se o diodo em regime pulsado com um fator de trabalho de 1 para 100 por exemplo, que não há variação na curva característica nem no seu espectro com relação a aquele obtido por onda quadrada. Portanto as medidas podem ser tomadas usando-se uma onda quadrada, pois a intensidade da radiação é mais forte neste caso que em regime pulsado de "duty cycle" inferior.

Os diodos cujos dados se seguem tem cerca de 18% de alumínio na liga em ambos os lados (Isto significa "gap" direto de - aproximadamente 1.68 eV a temperatura ambiente) e dimensões de 10 x 15 x 0,5 milésimos de polegada (a última medida se refere a contacto por faixa). A camada ativa é dopada com germânio que funciona com aceitador.

As curvas características revelam uma queda de tensão anormalmente alta, exatamente como já tínhamos verificado no diodo que exibía resistência negativa. No entanto, nos diodos que acabamos de mostrar este efeito não foi observado.

De acordo com o nosso modelo de centros saturáveis proposto no capítulo anterior, esta queda de tensão elevada se deve ao - não preenchimento de uma fração crítica dos centros (n_{th}) de modo que a barreira se mantém mesmo para níveis elevados de injeção. - Este fato pode provir ou de um tempo de esvaziamento dos centros - muito rápido ou de um outro mecanismo de injeção que concorre com o mecanismo de captura pelos centros. Como a radiação observada é de intensidade relativa elevada, é razoável supor a segunda hipótese. Isto é, existe um mecanismo de injeção que fornece recombinação radiativa (pois a intensidade da radiação é forte) e que é pre

ferencial sobre o mecanismo de enchimento dos centros. Então a barreira se mantém provocando uma queda de tensão elevada. Por outro lado, a barreira deve ser suficientemente fina (significa que a junção é abrupta) de modo a permitir a injeção de portadores por tunelamento horizontal para "caudas" de estados situadas na camada ativa. A figura abaixo ilustra o nosso pensamento.

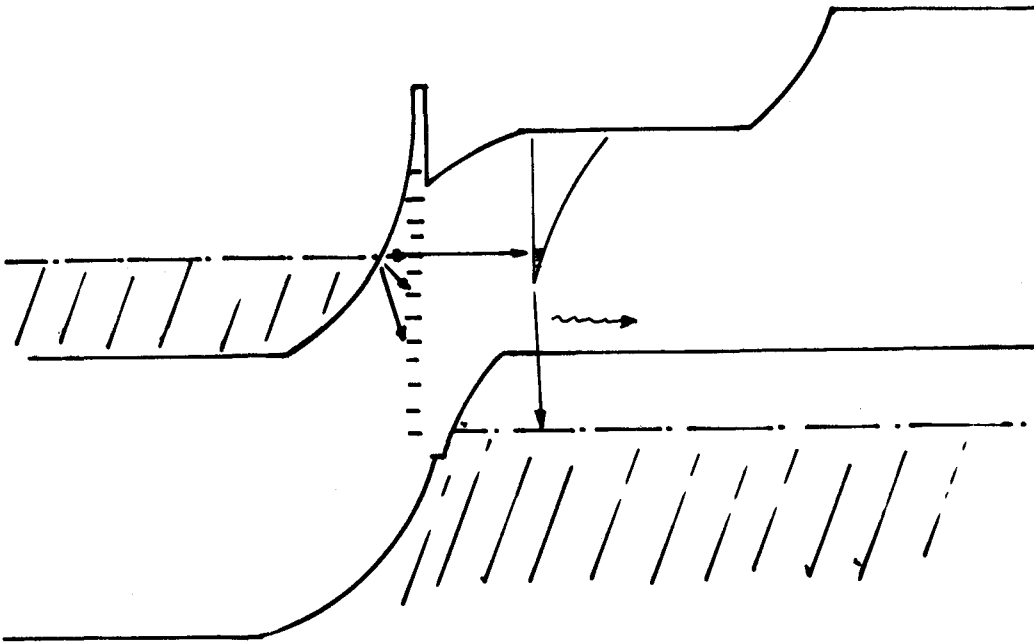


FIG. 28 : Concorrência entre 2 processos de recombinação sendo um radiativo e o outro não.

Deste modo conseguimos explicar parcialmente as curvas.

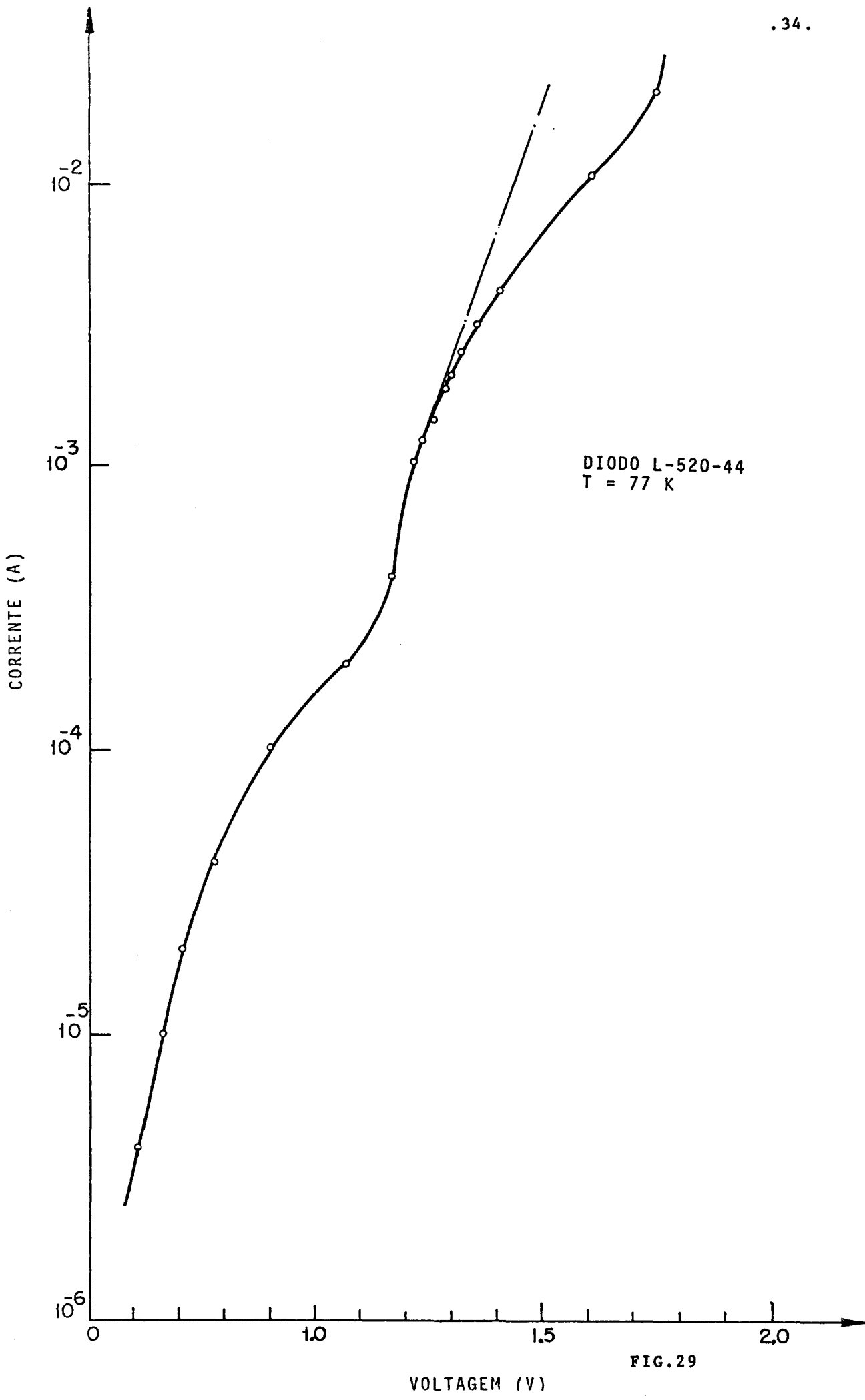
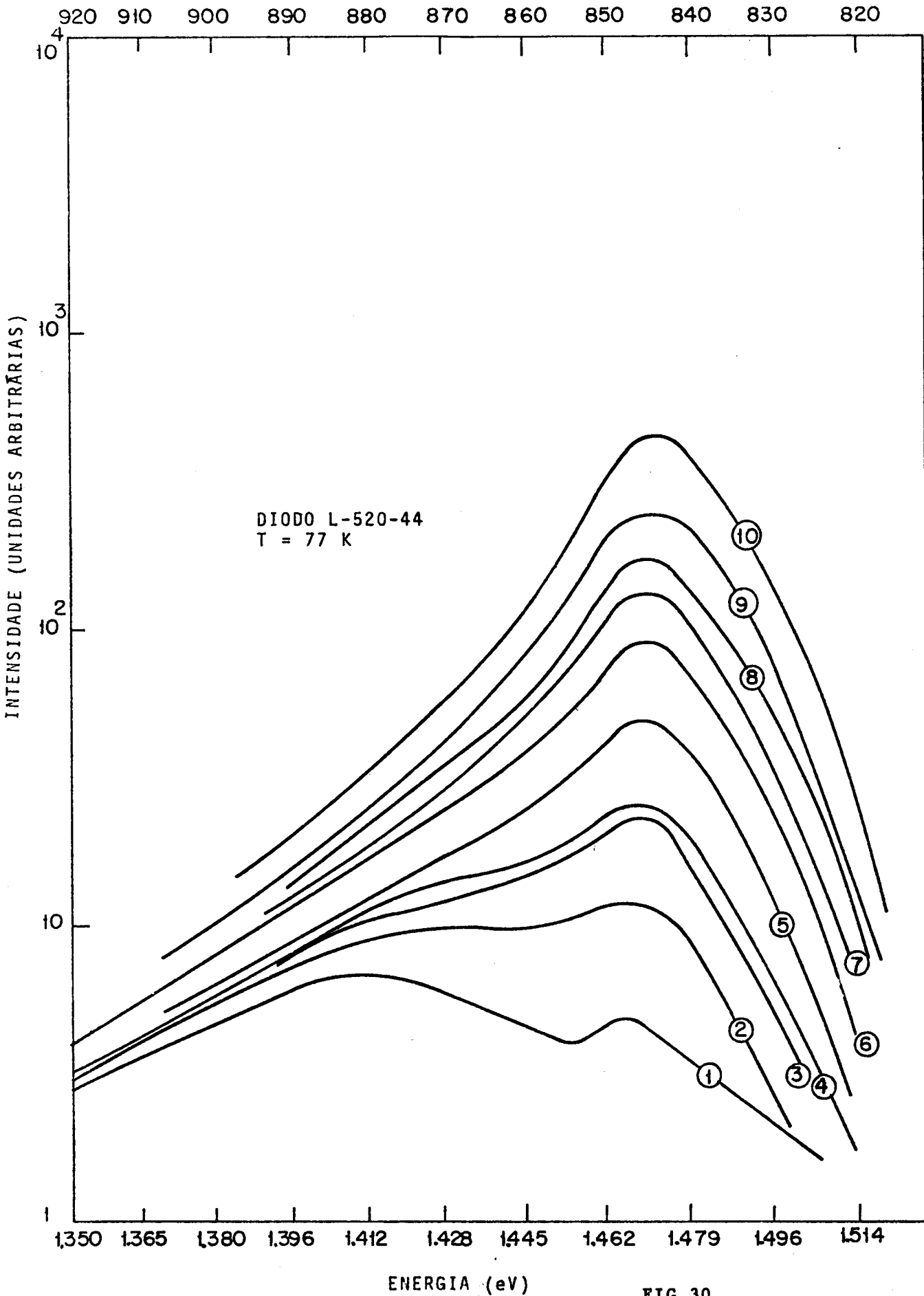


FIG.29



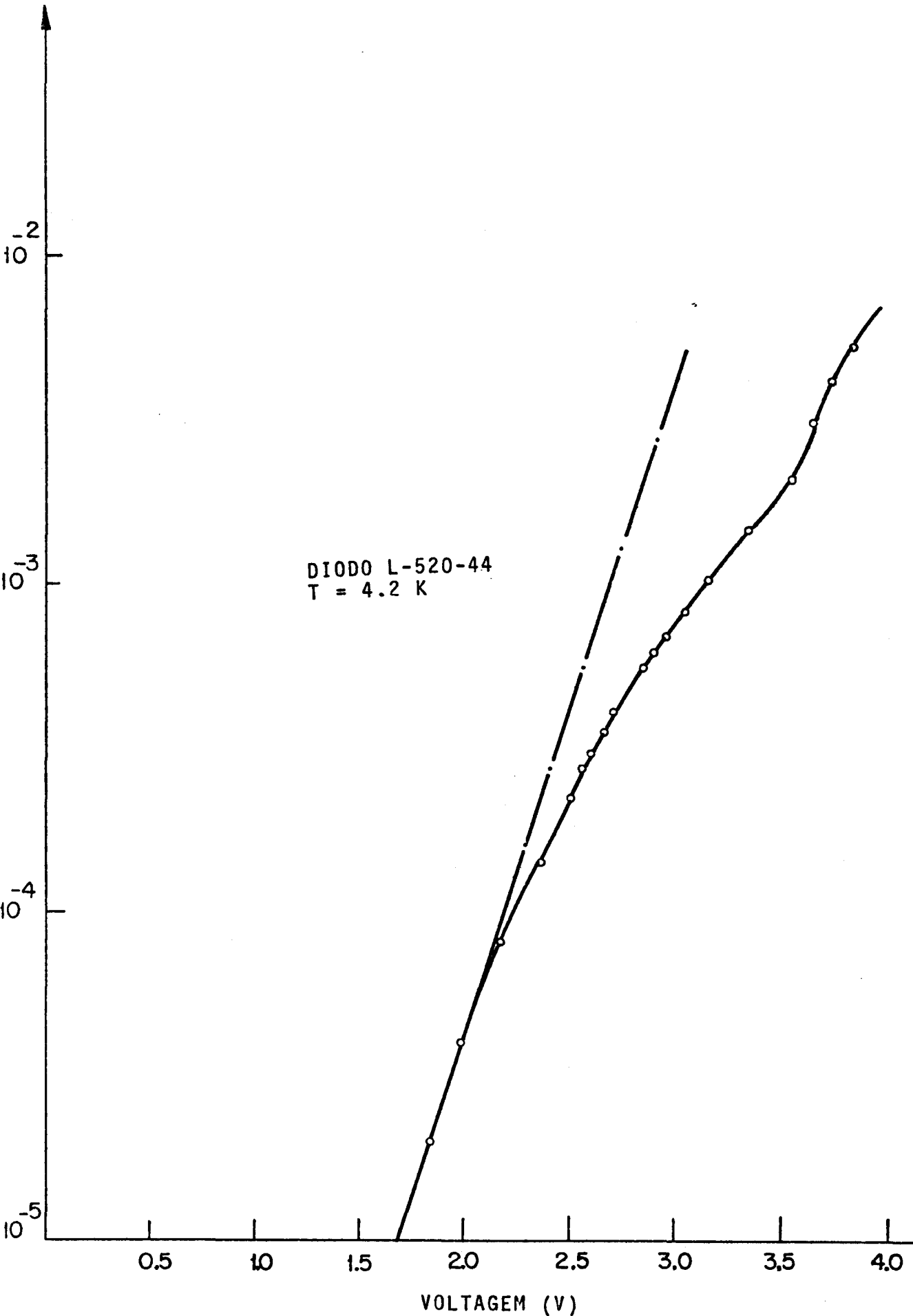


FIG.31

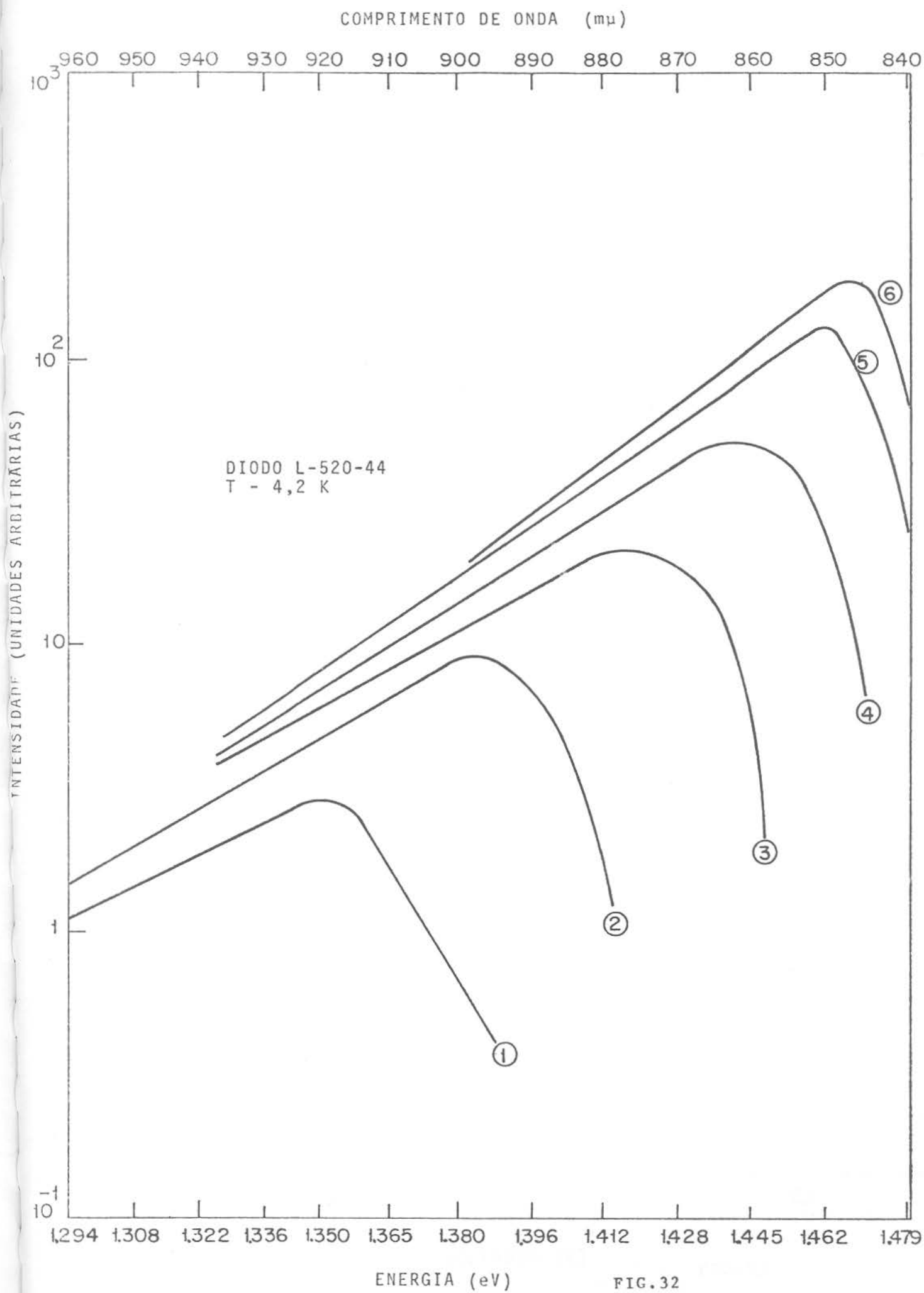


FIG. 32

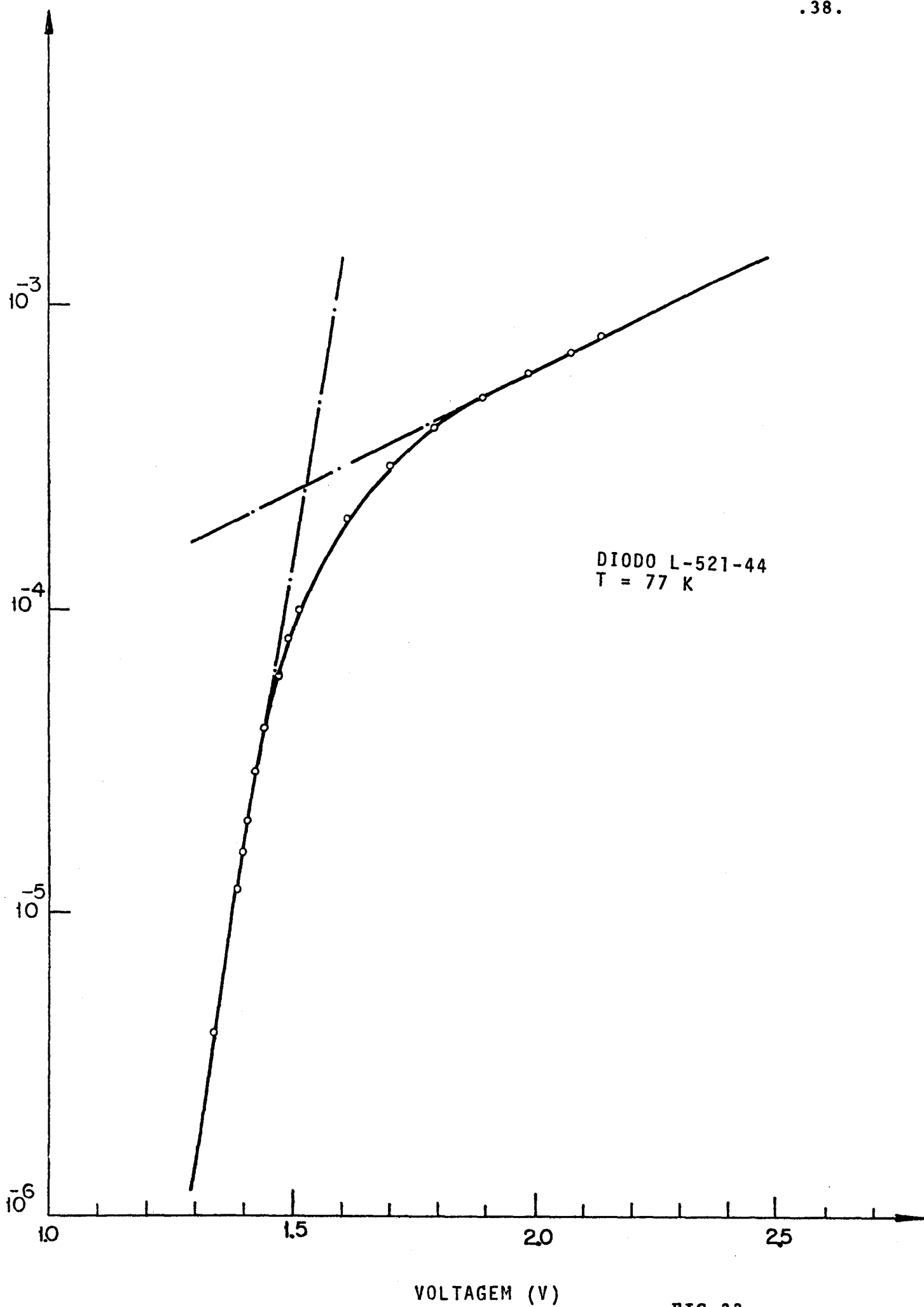


FIG. 33

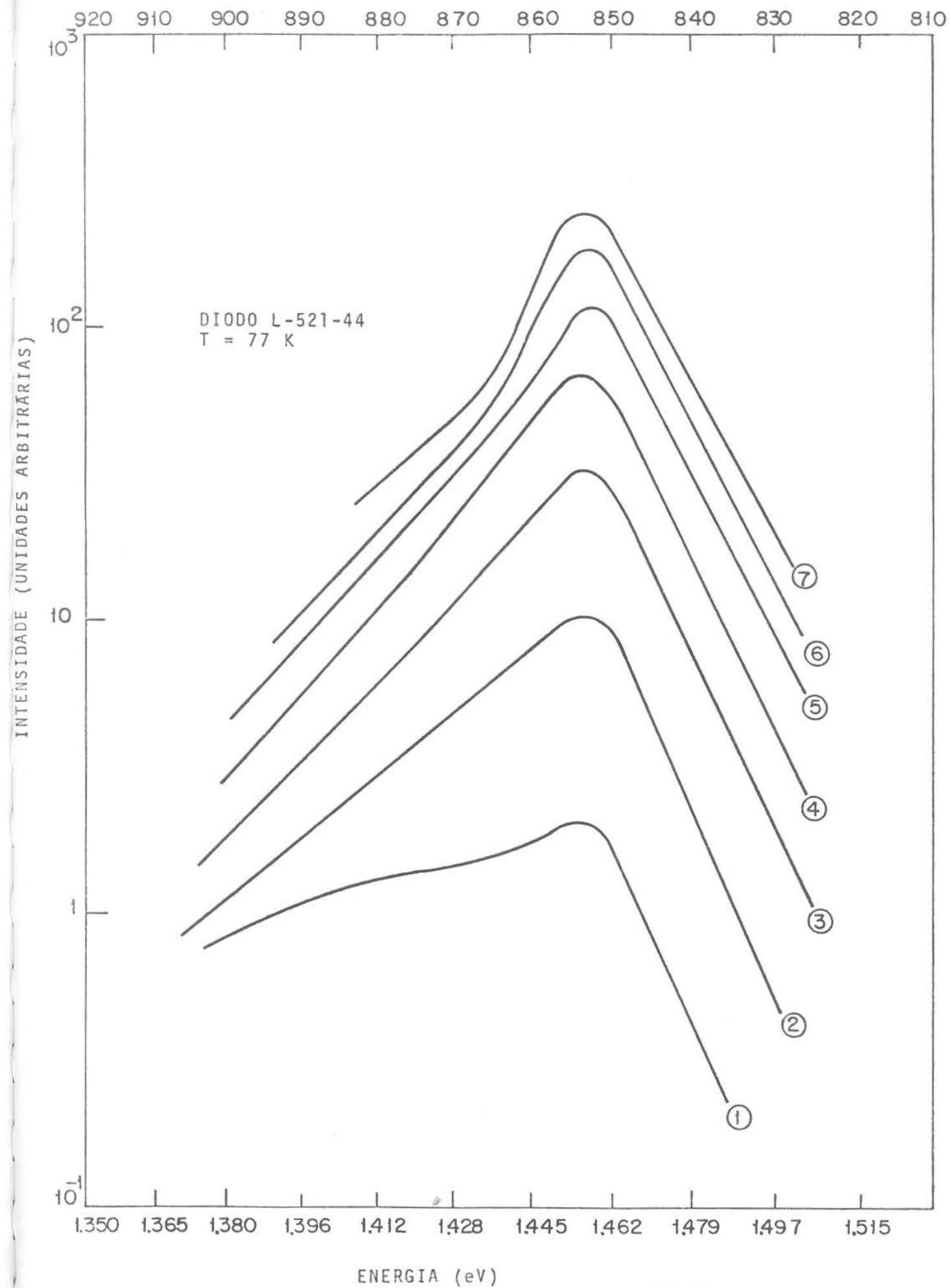


FIG. 34

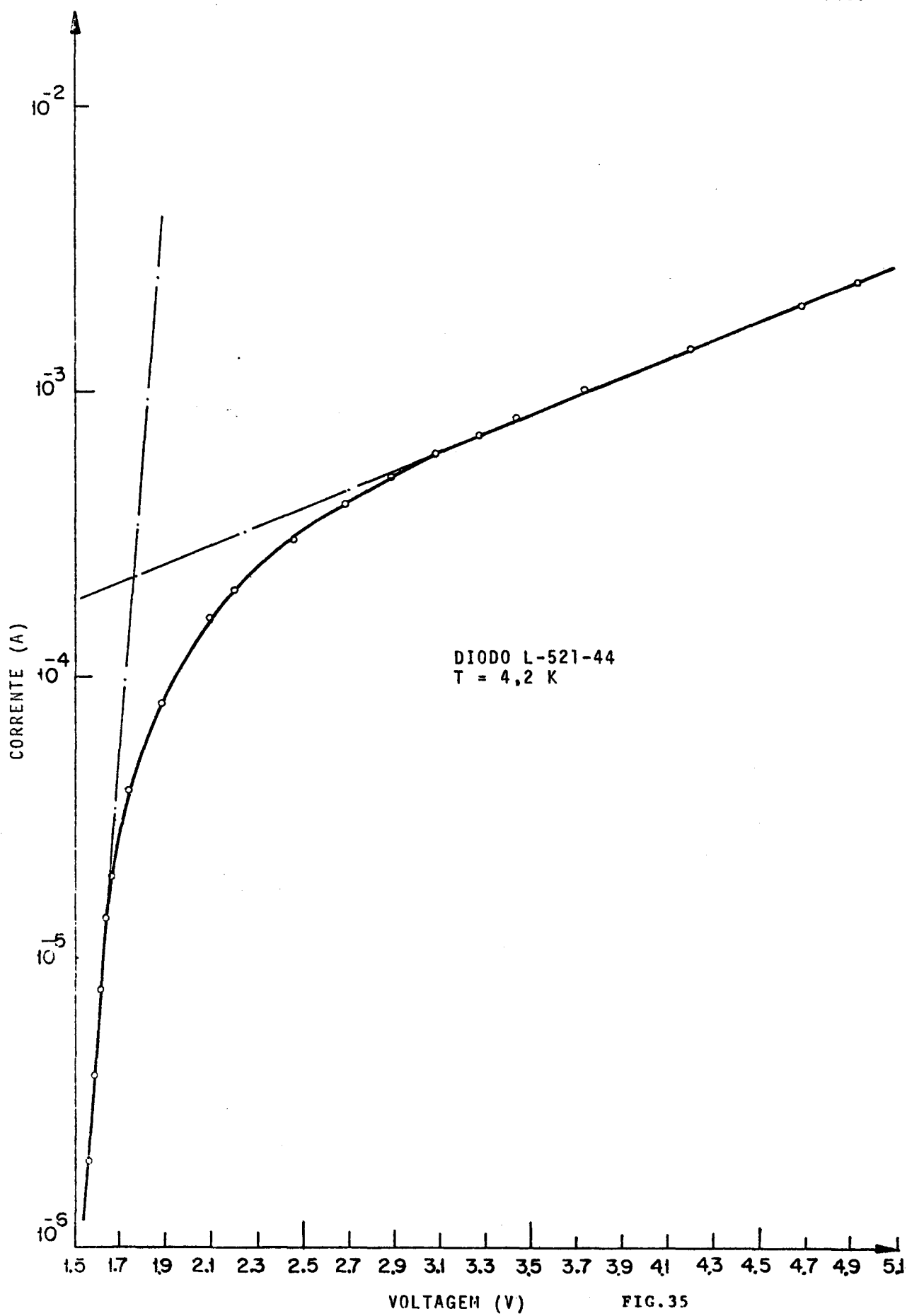


FIG.35

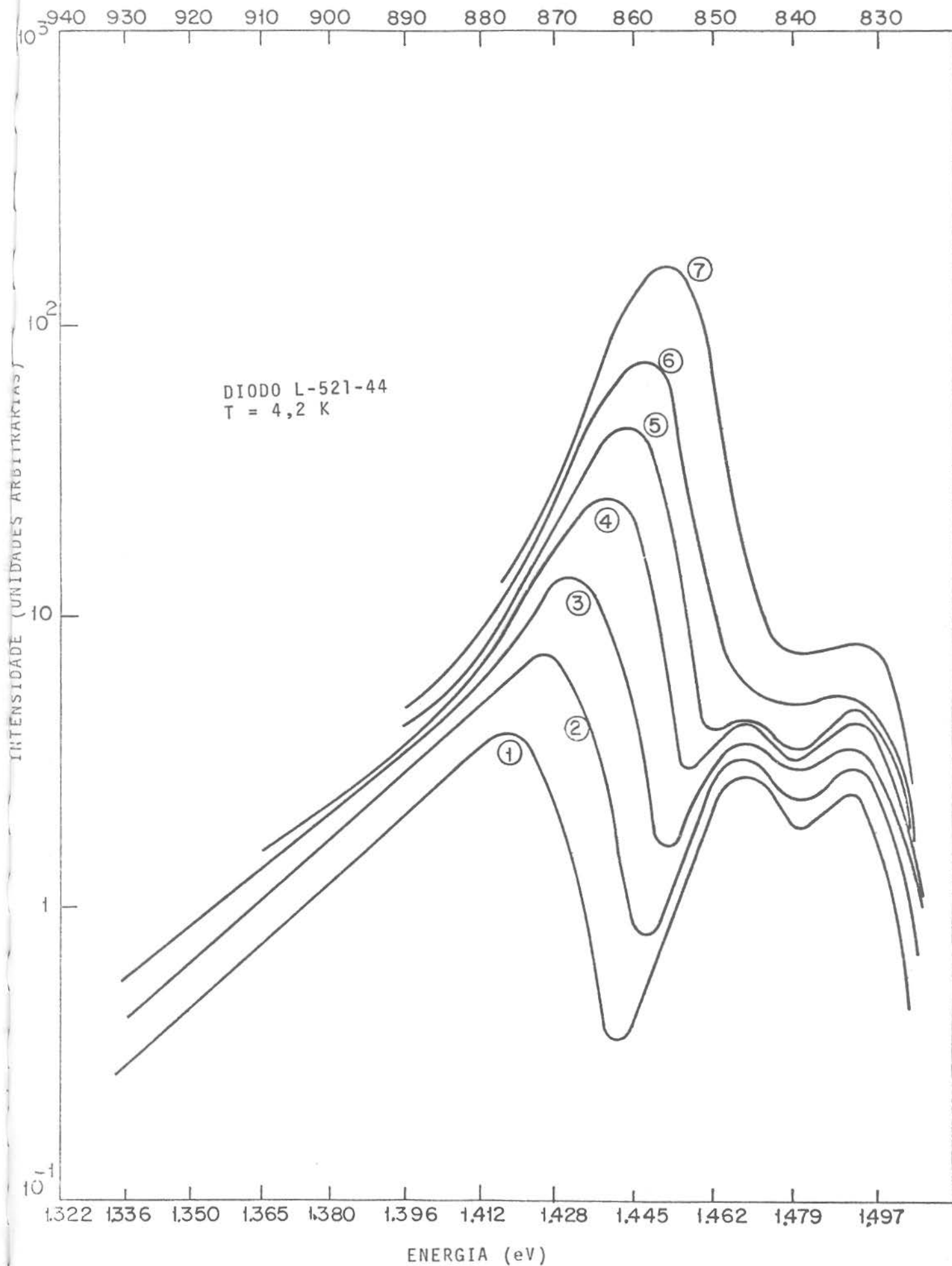


FIG:36

Os espectros obtidos mostram como já dissemos resultados não sistemáticos de diodo para diodo. Ainda mais, cada diodo tem espectros de emissão a temperaturas de 77K e 4.2K que são diferentes dos resultados obtidos anteriormente nas referências citadas, e portanto fogem um pouco à análise feita naqueles trabalhos. Por exemplo, o diodo L - 521 -44 (FIG.36) apresenta a 4,2K três picos de emissão sendo que para altos níveis de injeção há o domínio do pico de baixas energias e para baixos níveis de injeção há a equivalência em intensidade dos três picos. Aparentemente trata-se do seguinte:

O pico que se desloca rapidamente é devido a uma injeção de eletrons para a cauda de estados situada na camada ativa de Ga As, e posterior recombinação. Os outros dois picos de emissão como não sofrem influências do nível de injeção devem envolver impurezas localizadas.

Foi pensado inicialmente que aquele pico que se desloca rapidamente fosse causado por uma recombinação por tunelamento diagonal (Ver referência 1). No entanto foi previsto por Keldish e comprovado experimentalmente por Alferov que no tunelamento diagonal a radiação emitida é parcialmente polarizada na direção paralela ao campo na junção p-n. Esta polarização resulta de um tunelamento seletivo dos portadores.

Os eletrons e buracos que tunelam (no tunelamento diagonal) são preferencialmente aqueles que tem o vetor de onda \vec{k} perpendicular a junção. Assumindo que sejam estes os únicos portadores que participam da recombinação o grau de polarização da radiação emitida será determinado pela estrutura de bandas do semicondutor e da direção da junção p-n relativa aos eixos cristalográficos. Para o Ga As o valor teórico do grau de polarização (30) se o campo da junção estiver ao longo dos eixos $\langle 100 \rangle$ ou $\langle 111 \rangle$ é no máximo 60%. Isto significa que a polarização pode

ser usada para identificar o processo de injeção e recombinação-
uma vez que outros processos não tem esta característica.

Como nas nossas medidas não foi observada nenhuma polari-
zação, o pico de baixas energias só pode ser devido a um preenchi-
mento de caudas de estado.

A identificação dos outros espectros é feita de modo a-
nálogo mas devemos ressaltar que não conseguimos elaborar um mode-
lo que explicasse todos os resultados por causa da não sistemáti-
ca já mencionada.

	CURVAS	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Níveis de injeção em volts	FIG.30	1.60	1.62	1.65	1.67	1.70	1.75	1.80	1.85	1.90	2.00
	FIG.32	2.20	2.30	2.45	2.55	2.67	2.75				
	FIG.34	1.50	1.60	1.70	1.80	1.90	2.00	2.10			
	FIG.36	2.86	3.01	3.20	3.40	3.60	3.80	4.20			

TABELA III : Níveis de tensão aplicados nos espectros de eletrolu-
minescência das figuras 30, 32, 34 e 36.

CONCLUSÕES

O presente trabalho serviu para mostrar que o efeito de resistência negativa e queda de tensão elevada observada em alguns lasers de heteroestrutura dupla podem ser tratados como sendo oriundos de traps saturáveis localizados na interface $\text{Ga}_x \text{Al}_{1-x} \text{As} - \text{GaAs}$. É conveniente notar que em publicações recentes (Ver referência 27) ficou provado que a junção destes materiais não apresenta defeitos ou "traps". Não que os nossos resultados e os de Rediker seguem opostos. Apenas que as estruturas examinadas por ele estavam isentas destes defeitos - enquanto que alguns dos nossos diodos apresentavam estas características. Para estes últimos a nossa teoria de "traps" saturáveis explica muito bem os resultados obtidos. No entanto não está claro ainda a origem de tais traps e porque alguns diodos o apresentam e outros não.

Com respeito aos mecanismos de injeção os resultados obtidos são totalmente inesperados e novos. Não conseguimos elaborar um novo modelo qualitativo para explicar os resultados, - entre outras razões porque os resultados não são repetitivos de diodo a diodo do mesmo grupo. No entanto a apresentação dos resultados é importante para mostrar que resultados novos podem advir de um trabalho sistemático neste tema.

REFERÊNCIAS

- 1) R.C.C.Leite, J.C. Sarace, D.H. Olson, B.G. Cohen, J.M. Whelan and A. Yariv. Physical Review Vol.137 pp A 1583 - A 1590 - march 1965.
- 2) W.L. Bond , B.G. Cohen, R.C.C.Leite and A. Yariv. Applied Physics Letters Vol. 2, nº 3, pp 57-59, february 1963.
- 3) T. Paoli and J.E.Ripper. Physics Today, march 1971.
- 4) J.E. Ripper - não publicado.
- 5) Zh. I. Alferov, V.M. Andreev, E.L. Portnoi and M.K. Trukan. Soviet Physics Semiconductors, vol. 3 nº 9, pp 1107 - pp 1110, march 1971.
- 6) Zh. I. Alferov, V.I. Korolkov, V.G. Nikitin, D.N. Tret'yakov, A.A. Yakovenko. Proceedings of the International Conference on the Physics and Chemistry of Semiconductors - Heterojunctions- and Layer Structures. Vol.II, Budapest 1971.
- 7) M.B. Panish and I. Hayashi and S. Sumski. Applied Physics Letters, vol. 16, nº 8, pp 326, april 1970.
- 8) Heterojunctions and Metal-Semiconductors Junctions por: A.G. - Melnes and D.L. Feucht - Editora Academic-Press - 1972 - pp - 145.
- 9) Casey H. C. Jr. and Panish M.B. Journal of Applied Physics, - vol. 40, pp 4910 - pp 4912, november 1969.
- 10) Alferov Zh I. Proc. Int. Conf. Phys. Chem. - Semiconductors - Layered Structures, Budapest, 1970, 2, 7.
- 11) M. Ettenberg, H.Kressel, and S.L. Gilbert. Journal of Applied Physics, vol. 44, nº 2, pp 827 - pp 831, february 1973.
- 12) Panish M.B. and Hayashi I., Proc. of Int.Conf. Phys. Chem. -

Semicond. Heterojunctions and Layer Structures 1970 2, 419

- 13) E. Pinkas B.I. Miller, I. Hayashi and P. W. Foy. Journal Appl -
lied Physics, vol. 43, n° 6, pp 28 27 - pp 2835, june 1972.
- 14) K. Konnerth and C. Lanza Applied Physics Letters, vol. 4, pp -
120 , pp 121, april - 1964.
- 15) J.E. Ripper, Journal of Appliede Physics, vol. 43, n° 4, pp -
1762 - pp 1763, april 1972.
- 16) J.C. Dymont, J.E. Ripper and T.P. Lee, Journal of Applied - -
Physics, vol. 43 pp 452 - pp 456, february 1972.
- 17) H.C. Casey Jr. and Donald J. Silversmith, Journal of Applied -
Physics vol. 40, n° 1, pp 241 - pp 256 - january 1969.
- 18) Ver referência 8 - pp 95 - pp 98.
- 19) L.V. Keldish, O.V. Konstantinov and V.I. Perel - Soviet Phy -
sics Semiconductors - vol. 3, n° 7, pp 816 - pp 884, january -
1970.
- 20) Zh. I. Alferov, V.M. Andreev, V.I. Korolkov, E. L. Portnoi and
D.N. Tretyakov, Soviet Physics Semiconductors, vol. 4, n° 1 -
pp 132 - pp 137, july 1970.
- 21) Zh. I. Alferov, V.M. Andreev, V.I. Korolkov, E. L. Portnoi, -
and D.N. Tret'yakov - Soviet Physics Semiconductors, vol. 2, -
n° 7, pp 843 - pp 844, january 1969.
- 22) Zh. I. Alferov, V.M. Andreev, V.I. Korolkov, E.L. Portnoi and
D.N. Tret'yakov, Soviet Physics Semiconductors, vol. 2, n° 10,
pp 1289 - pp 1291, april 1969.
- 23) Yoshiji Horikoshi and Yoshitaka Furokawa, Japanese Journal of
Applied Physics, vol. II, n° 9 pp 1325 - pp 1332, september -
1972.

- 24) R.J.Archer, R.C.C.Leite, A.Yariv, S.P.S. Porto and J.M.Whe-
lan Physical Review Letters, vol. 10, nº 11, pp 483, pp 485
june 1963.
- 25) S. Rakshif, S.N. Beswas and A.N.Chakravarti, J.Phys. C:Solid
State Phys. vol. 5, pp 702 - pp 708, 1972.
- 26) Zh. I. Alferov, D.Z. Garbuzov, E.P. Morozov and E.L. Portnoi
Soviet Physics Semiconductors, vol. 3, nº 7, pp 885 - pp 887
january 1970.
- 27) J.F. Womac and R.H. Rediker, J. Applied Physics, vol. 43, nº
10 , pp 4129 - pp 4133, october 1972.
- 28) Zh. I.Alferov and O.A.Ninua, Soviet Physics Semiconductors,
vol.4, nº 3, pp 519 - pp 520, october 1970.
- 29) Zh. I.Alferov, D.Z. Garbuzov,O.A. Ninua and V.G. Trofim, So -
viet Physics Semiconductors, vol. 5, nº 6, pp 982 - pp 986,
december 1971.
- 30) Zh. I.Alferov, D.Z. Garbuzov, O.A.Ninua, and V.G. Trofim, So
viet Physics Semiconductors, vol. 5 nº 6, pp 987 - pp 990, -
december 1971.
- 31) O grau de polarização é definido como sendo $\frac{I_{//} - I_{\perp}}{I_{//} + I_{\perp}}$ com:

$I_{//}$ - intensidade da radiação polarizada paralela ao campo

I_{\perp} - intensidade de radiação polarizada perpendicular ao cam
po.